ISSN 1729-7516

Вестник НЯЦ РК

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

ВЫПУСК 1(41), МАРТ 2010

Издается с января 2000 г.

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: к.х.н. АРТЕМЬЕВ О.И., д.ф.-м.н. БАТЫРБЕКОВ Э.Г.,
БЕЛЯШОВА Н.Н., к.ф.-м.н. ВОЛКОВА Т.В. к.т.н. ГИЛЬМАНОВ Д.Г.,
д.ф.-м.н. ЖОТАБАЕВ Ж.Р. – **заместитель главного редактора**, к.б.н. КАДЫРОВА Н.Ж., к.ф.-м.н. КЕНЖИН Е.А.,
д.ф.-м.н. КОПНИЧЕВ Ю.Ф., д.г.-м.н. КРАСНОПЕРОВ В.А., д.ф.-м.н. МИХАЙЛОВА Н.Н.,
д.т.н. МУКУШЕВА М.К., 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

1(41) ШЫҒАРЫМ, НАУРЫЗ, 2010 ЖЫЛ

NNC RK Bulletin

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

ISSUE 1(41), MARCH 2010

Сообщаем Вам, что 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 – наука о Земле.**

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОЭМИССИОННОГО РЕАКТОРА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ 5
Аринкин Ф.М., Бекмухамбетов Е.С., Гизатулин Ш.Х., Романова Н.К., Чакров П.В.

РАДИАЦИОННОЕ РАСПУХАНИЕ В КОНТИНУАЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АНСАМБЛЕЙ МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ АТОМОВ И ВАКАНСИЙ В ЗАМКНУТОМ ПРОСТРАНСТВЕ 12
Цай К.В.

ОСОБЕННОСТИ НАКОПЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТЕ И КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ АЛАНИНЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИЯХ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ОТЖИГОМ 32
Жакпаров Р.К., Пивоваров С.П., Рухин А.Б.

РАДИАЦИОННЫЙ РАЗОГРЕВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ГРАФИТОВОГО РЕАКТОРА ИГР 36
Алейников Ю.В., Избасханова А.Т., Кенжин Е.А., Прозорова И.В.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕАКТОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАДИАЦИОННОГО РАЗОГРЕВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ РЕАКТОРА ИГР И УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ 42
Игнашев В.И., Избасханова А.Т., Кенжин Е.А.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПРОЦЕССЕ РАДИАЦИОННОГО РАЗОГРЕВА В РЕАКТОРЕ ИГР ПРИ МИНИМАЛЬНОМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИИ 50
Игнашев В.И., Избасханова А.Т., Кенжин Е.А.

ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПЛАЗМА – ИСТОЧНИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. I. ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМОВ 55
Хасенов М.У.

ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПЛАЗМА – ИСТОЧНИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. II. ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ 64
Хасенов М.У.

РАЗРАБОТКА СТРАТЕГИИ АДРЕСНОЙ РЕАБИЛИТАЦИИ ТЕСТОВОЙ ЗИМОВКИ СИП С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМПЬЮТЕРНОЙ СИСТЕМЫ ПОДДЕРЖКИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ *ReSCA* 73
Спиридонов С.И., Мукушева М.К., Панов А.В., Епифанова И.Э.

О КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ ЗОНАХ РАЗУПЛОТНЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД ПРИ КОСМОГЕННЫХ ВЗРЫВАХ В СВЯЗИ С ПРОБЛЕМОЙ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПОВ УДАРНО-ВЗРЫВНОЙ ТЕКТОНИКИ (ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ) 82
Мурзадилов Т.Д., Зейлик Б.С.

КАРТИРОВАНИЕ ПОЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН В ЗЕМНОЙ КОРЕ И ВЕРХАХ МАНТИИ АЛТАЯ 93
Копничев Ю.Ф., Соколова И.Н.

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ В РАЗНЫХ ДИАПАЗОНАХ ГЛУБИН В РЕГИОНЕ ЮЖНОЙ АМЕРИКИ 82
Копничев Ю.Ф., Соколова И.Н.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН В ЛИТОСФЕРЕ ТЯНЬ-ШАНЯ И ДЖУНГАРИИ И ИХ СВЯЗЬ С СЕЙСМИЧНОСТЬЮ 111
Копничев Ю.Ф. Кунакова О.К., Соколова И.Н.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МАГНИТУДНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ГРУПП АКБУЛАК, КАРАТАУ И МАКАНЧИ НА РЕГИОНАЛЬНЫХ РАССТОЯНИЯХ 116
Синёва З.И.

О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ЧАСТОТНЫХ ФИЛЬТРОВ ПРИ АНАЛИЗЕ РЕГИОНАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ ДЛЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ГРУППЫ МАКАНЧИ 123
Синёва З.И.

УДК 621.039.5.537.58

НЕЙТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОЭМИССИОННОГО РЕАКТОРА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Аринкин Ф.М., Бекмухамбетов Е.С., Гизатулин Ш.Х., Романова Н.К., Чакров П.В.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Рассмотрены нейтронные характеристики реактора преобразователя на быстрых нейтронах с замедляющим отражателем электрической мощностью 400-500 кВт. В частности определены исходное значение запаса реактивности, которое составило ~5,44%Δk/k; суммарная эффективность РО СУЗ ~14,1%Δk/k. Определена зависимость эффективности регулирующих барабанов от угла их поворота. Рассчитаны характеристики поля энерговыделения в активной зоне реактора.

Рассмотрены последствия двух постулированных аварийных ситуаций; попадание реактора в воду (окружение реактора дополнительным бесконечным отражателем из воды) и, дополнительно к предыдущей, попадание воды в тракт теплоносителя в результате разрушения корпуса реактора.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с растущими требованиями к энергодвигательному обеспечению космических аппаратов, в настоящее время возобновился интерес к созданию ядерных энергоустановок (ЯЭУ) космического назначения. В качестве одного из наиболее перспективных вариантов рассматривается ЯЭУ на базе термоэмиссионного реактора-преобразователя (ТРП), при этом предпочтение отдается реактору на быстрых нейтронах. Для обеспечения необходимого запаса реактивности предусматривается использование замедляющего отражателя из бериллия; а для обеспечения повышенной надежности и гибкости конструкции - модульная компоновка активной зоны, состоящей из гидравлически независимых электрогенерирующих пакетов (ЭГП), каждый из которых содержит электрогенерирующие сборки (ЭГС), набранные из электрогенерирующих элементов (ЭГЭ). Максимальная мощность реактора определяется количеством установленных модулей и выбирается в зависимости от поставленных задач и необходимого ресурса работы.

Базовый вариант ТРП имеет электрическую мощность 400 – 500 кВт (тепловая мощность соответственно 4,0-5,0 МВт) и ресурс работы в режиме энергоснабжения бортовой аппаратуры и электродвигательной установки не менее 2 лет. При работе в режиме только энергоснабжения бортовой аппаратуры электрическая мощность может быть понижена до 200 кВт с ресурсом работы порядка 7 лет. Базовый вариант активной зоны ТРП содержит 19 ЭГП (рисунок 1) по 36 ЭГС в каждом; ЭГС расположены в треугольной решетке с шагом 13,1 мм. В свою очередь каждая ЭГС содержит 18 последовательно соединенных ЭГЭ [1]. Активная зона помещена в корпус из ниобия толщиной 3,0 мм. В боковом отражателе из бериллия эффективной толщиной 150 мм размещены 12 поворотных барабанов рабочих органов системы управления и защиты (РО СУЗ) диаметром 116 мм. Материалом РО СУЗ является бериллий. Размещение РО СУЗ в отражателе вызвано необходимостью минимального влияния их на поле энерговыделения в активной зоне. В регулирующих барабанах РО СУЗ сектор поглощающих накладок, толщиной 7,0 мм из Eu_2O_3 (85%) и W (15%) составляет 110°. В рабочем режиме управление СУЗ осуществляется системой автоматического управления (САУ) при этом приоритеты отдаются командам из центра управления полетов. Логика системы СУЗ построена таким образом, что все барабаны работают или в режиме регулирования мощности, или в режиме аварийной защиты.

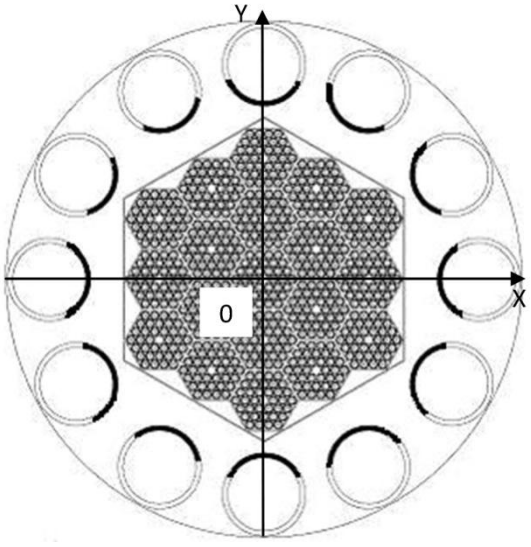


Рисунок 1. Схема горизонтального разреза активной зоны ТРП

1. НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ТРП

Принципиальные схемы ЭГЭ, ЭГС и ЭГП представлены соответственно на рисунках 2,3,4 [1].

Для предотвращения деформации наружной оболочки ЭГЭ, в результате эффекта свеллинга в его конструкции предусмотрено газоотводное устройство.

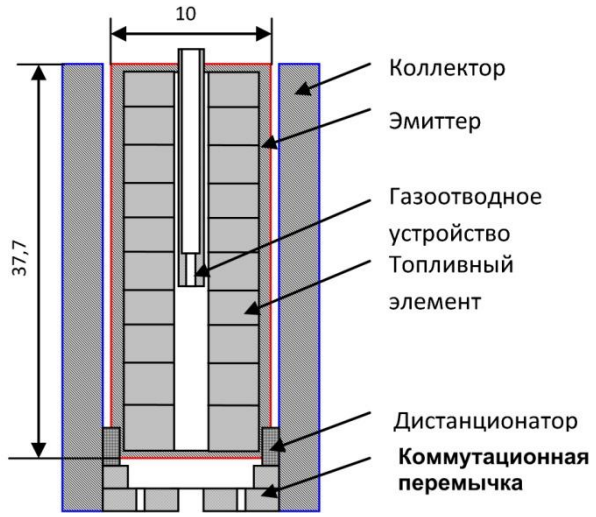
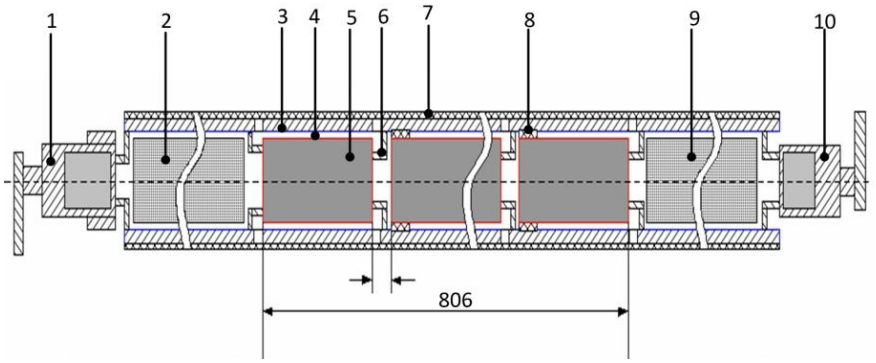


Рисунок 2. Схема ЭГЭ с газоотводным устройством



1 – Токовывод, 2 – Отражатель, 3 – Коллектор, 4 – Эмиттер, 5 – Топливный элемент,
6 – Коммутационная перемычка, 7 – Коллекторная изоляция, 8 – Дистанционатор, 9 – Отражатель, 10 - Токовывод

Рисунок 3. Схема ЭГС

ЭГС диаметром ~12,4 мм, включает 18 последовательно соединенных ЭГЭ длиной 37,7 мм. ЭГС сверху и снизу окружена втулками из окиси бериллия, общей длиной 150 мм образующими верхний и нижний торцевой отражатели. В ЭГП, ЭГС дистанционируются с помощью верхней и нижней решеток, обеспечивающих заданный шаг расположения ЭГС. Центральный элемент является конструкционным (связанным с системой теплосъема) и топлива не содержит.

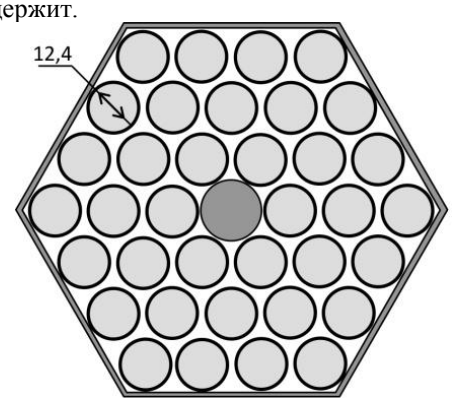


Рисунок 4. Схема размещения ЭГС в ЭГП

Расчеты, выполнены методом Монте-Карло с использованием кода MCU-3 [2] реализующего трехмерную геометрию расчета и позволили провести анализ следующих нейтронных характеристик активной зоны: $К_{эф}$, эффективность РО СУЗ, распределение суммарной плотности делений урана по радиусу активной зоны для двух выбранных направлений от центра активной зоны OX и OY (рисунок 1), эффекты реактивности связанные с температурой, проанализированы некоторые вопросы ядерной безопасности ТРП.

В расчетах рассматривалось 30 млн. историй, обеспечивающих заданную статистическую точность, так например при определении $К_{эф}$ погрешность составляла ±0,0002. Расчет проводился в гетерогенной геометрии, при этом были явно выделены: в ЭГЭ – топливный элемент с газоотводным устройством, корпус ЭГЭ, коллекторный пакет; 36 ЭГС в ЭГП; конструкционная труба и корпус ЭГП; корпус активной зоны.

Вариант загрузки топливом активной зоны ТРП, остался прежним [3], а именно, топливо UO_2 с обогащением 90% по U-235, объёмное заполнение ЭГЭ топливом – 0,90.

Для случая, когда поглощающие накладки барабанов находятся в отвернутом от активной зоны положении, при котором $K_{эф}$=1,0575 (~5,44%Δk/k), было получено радиальное распределение суммарной плотности делений (величины прямо пропорциональной плотности распределения энерговыделения), в зависимости от положения ЭГС в активной зоне при разных углах поворота регулирующих барабанов таблица 1,2. Указанные распределения приводятся в относительных единицах и нормируются на первую, от центра активной зоны ЭГС. Условия нормировки выбраны в предположении, что на параметры центральной ЭГС не оказывают влияния отражатель и положение РО СУЗ. Выбранные точки активной соответствуют ЭГС расположенным в области граничащей с бериллиевым отражателем.

Зависимости суммарной плотности делений для разных углов поворота РО СУЗ для двух выбранных направлений представлены на рисунках 5 - 8. Отсчет ведется от угла 180^0, когда поглощающие накладки полностью отвернуты от активной зоны, до 110^0 при которых реактор становится чисто критичным.

Таблица 1. Распределение суммарной плотности делений в направлении OY

φ / r	180^0	170^0	160^0	150^0	140^0	130^0	120^0	110^0
101,12	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
112,46	1,07	1,06	1,04	1,02	1,00	1,00	1,00	1,00
122,86	1,08	1,07	1,07	1,05	1,04	1,02	1,00	1,00
134,20	1,08	1,08	1,07	1,06	1,04	1,03	1,02	1,00
145,54	1,16	1,13	1,12	1,10	1,09	1,08	1,07	1,05
168,22	1,29	1,28	1,25	1,25	1,24	1,23	1,20	1,17
179,56	1,49	1,49	1,48	1,48	1,47	1,45	1,43	1,41
190,90	2,53	2,51	2,44	2,40	2,32	2,24	2,14	2,10
$K_{эф}$	1,0575	1,0564	1,0523	1,0442	1,0351	1,0262	1,0151	1,00

Таблица 2. Распределение суммарной плотности делений в направлении OX

φ / r	180^0	170^0	160^0	150^0	140^0	130^0	120^0	110^0
104,52	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
117,62	1,02	1,01	1,01	1,01	1,00	1,00	1,00	1,00
130,72	1,05	1,04	1,03	1,03	1,02	1,02	1,01	1,01
143,82	1,19	1,17	1,16	1,14	1,13	1,12	1,11	1,10
156,92	1,58	1,58	1,57	1,56	1,55	1,53	1,51	1,48
170,02	2,78	2,77	2,76	2,72	2,63	2,56	2,44	2,40

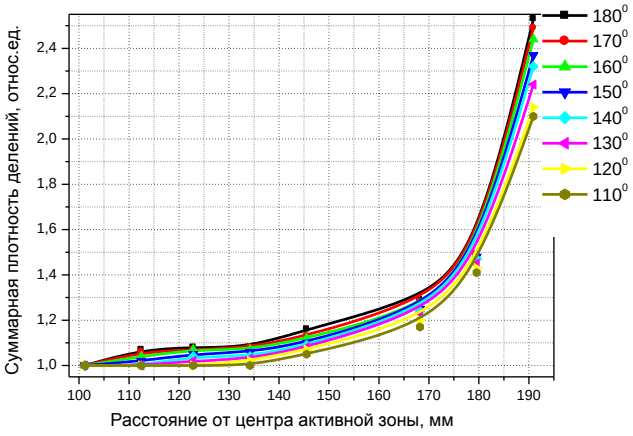


Рисунок 5. Изменение распределения суммарной плотности делений при разных углах поворота РО СУЗ (направление OY)

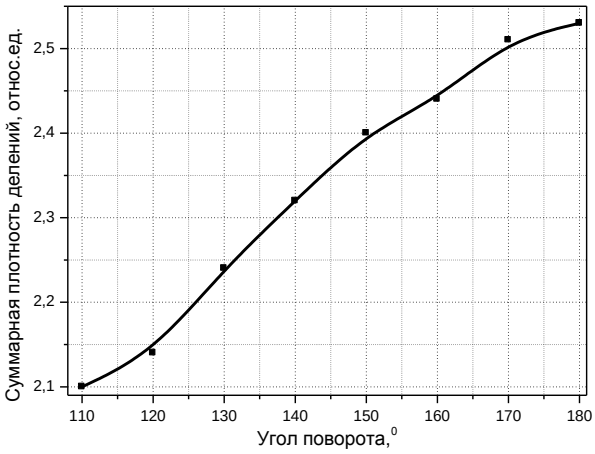


Рисунок 6. Зависимость суммарной плотности делений от угла поворота РО СУЗ для крайнего пакета (направление OY)

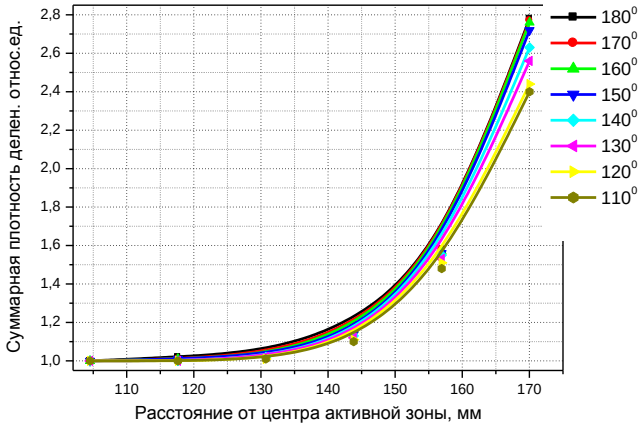


Рисунок 7. Изменение распределения суммарной плотности делений при разных углах поворота РО СУЗ направление ОХ)

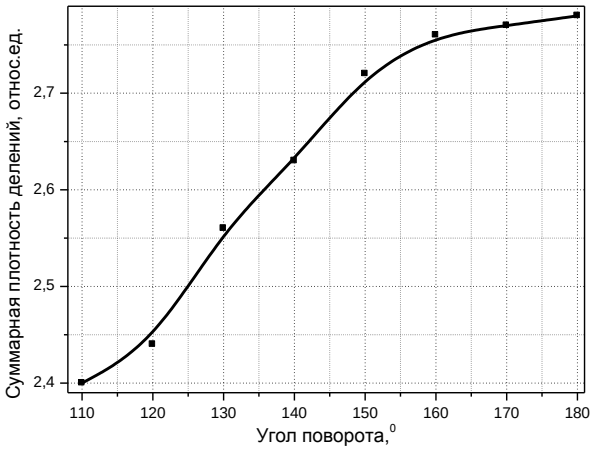


Рисунок 8. Зависимость суммарной плотности делений от угла поворота РО СУЗ для крайнего пакета (направление ОХ)

Для крайних углов поворота барабанов (180^0-110^0) коэффициенты неравномерности распределения суммарной плотности делений, по радиусу активной зоны изменяются – в направлении OY от 1,9 до 1,7 (рисунок 5), в направлении OX от 1,9 до 1,8 (рисунок 7). Для режима регулирования реактивности, ранее [3] была рассчитана зависимость запаса реактивности активной зоны от угла поворота РО СУЗ (рисунок 9).

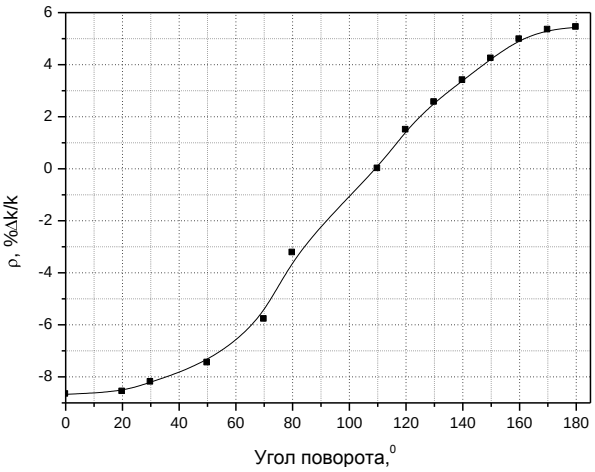


Рисунок 9. Зависимость запаса реактивности активной зоны от угла поворота РО СУЗ

При работе на мощности температура активной зоны и бокового бериллиевого отражателя составляет ~1200К, температура топлива ~1900К. Если учесть, что при высоких температурах меняется плотность материала, то потеря запаса реактивности, например, при изменении плотности бериллия с 1,85 г/см^3 (при 273 К) до 1,77 г/см^3 (1200 К), составляет 1,00%Δk/k. Необходимо отметить, что в это значение температурного эффекта реактивности не входит объемная составляющая эффекта реактивности для лития, ввиду отсутствия данных по последнему. Ядерная составляющая температурного эффекта реактивности значительно мала по сравнению с объемной. В работе [4] суммарный отрицательный эффект реактивности активной зоны ТРП при указанных температурах оценен как -1,50% Δk/k.

2. Анализ возможных аварийных ситуаций

Наиболее опасной аварийной ситуацией является попадание реактора в воду или ракетное топливо (в результате нештатной ситуации на этапе пуска ракеты-носителя) с резким увеличением коэффициента размножения нейтронов вследствии водородного эффекта. При этом рассмотрены две ситуации: окружение реактора бесконечным отражателем из воды (в расчетах достаточно использовать слой 300 мм) с сохранением корпуса активной зоны; и, дополнительно к предыдущей, частичное разрушение корпуса и попадание воды в тракты теплоносителя. Для изучения этих эффектов были сформированы соответствующие расчетные модели. Результаты расчета представлены в таблице 3. Как видно из таблицы РО СУЗ не предотвращают возникновение аварийной ситуации при окружении реактора водой и попадания воды в тракт теплоносителя, (реактор остался надкритичным).

Был рассмотрен дополнительный вариант расчета, когда с целью увеличения эффективности РО СУЗ сектор поглощающих накладок был увеличен до 140^0. Результаты расчетов также сведены в таблицу 3.

Таблица 3. Значения $K_{эф}$ для различного состояния реактора

Сектор поглощающих накладок - 110^0		Сектор поглощающих накладок - 140^0
Исходное состояние реактора		
Накладки отвернуты от активной зоны	$K_{эф}$~1,0575 (~5,44%Δk/k)	$K_{эф}$~1,042 (~4,03%Δk/k)
Накладки повернуты в сторону активной зоны	$K_{эф}$~0,921 (~-8,67%Δk/k)	$K_{эф}$~0,937 (~-6,72%Δk/k)
Активная зона окружена водой, корпус реактора герметичен		
Накладки отвернуты от активной зоны	$K_{эф}$~1,065 (~6,10%Δk/k)	$K_{эф}$~1,048 (~4,58%Δk/k)
Накладки повернуты в сторону активной зоны	$K_{эф}$~0,914 (~-9,40%Δk/k)	$K_{эф}$~0,907 (~-10,25%Δk/k)
Активная зона окружена водой, в тракте теплоносителя вода		
Накладки отвернуты от активной зоны	$K_{эф}$~1,133 (~11,73%Δk/k)	$K_{эф}$~1,1237 (~11,0%Δk/k)
Накладки повернуты в сторону активной зоны	$K_{эф}$~1,048 (~4,58%Δk/k)	$K_{эф}$~1,0442 (~4,23%Δk/k)

Как видно из таблицы попытка повышения эффективности РО СУЗ за счет увеличения сектора накладок до 140^0 с целью привидения реактора в безопасное состояние при второй аварийной ситуации привела только к потере запаса реактивности для исходного состояния реактора (с ~5,44% Δk/k до ~4,03% Δk/k) и не решила проблему, а эффективность СУЗ при этом несколько уменьшилась. Объяснить это можно тем, что даже в отвернутом состоянии накладки, за счет увеличения сектора, влияли на исходный запас реактивности активной зоны.

В связи с этим эта проблема, скорее всего, будут решаться за счет создания пассивной системы безопасности на основе использования резонансных поглотителей нейтронов непосредственно в активной зоне [5]. Основная идея использования резонансных поглотителей на основе редкоземельных элементов (европий, гафний, гадолиний) основана на наличии у этих элементов мощных резонансов в сечении поглощения в медленной области энергии нейтронов (рисунки 10 - 13). Значения сечений для указанных изотопов взяты из атласа JENDL [6].

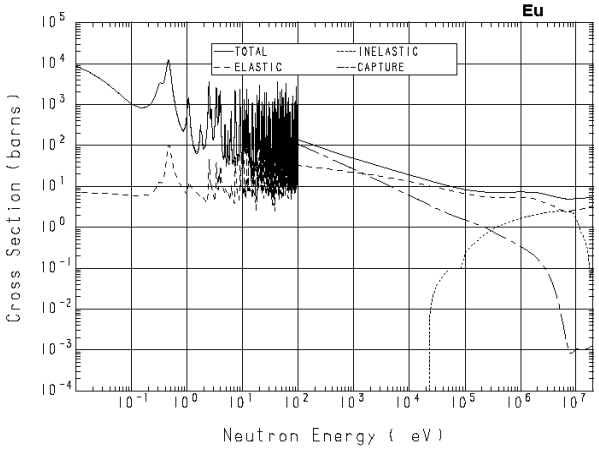


Рисунок 10. Зависимость сечения реакций от энергии нейтронов для европия

Для гадолиния, ввиду отсутствия данных по зависимости сечения поглощения от энергии нейтронов, для естественной смеси изотопов, выбраны два изотопа гадолиния имеющие самое высокое значение сечения поглощения нейтронов и высокое процентное содержание в смеси изотопов – это Gd-155 (содержание 15,1 %) и Gd-157 (содержание 15,7%). Зависимость сечения поглощения для них приведены на рисунках 12,13 соответственно. Другие изотопы, имеющие большее процентное содержание, а именно Gd -158 (24,5 %) и Gd-160 (21,6%), несмотря на высокое процентное содержание, имеют значение сечение поглощения значительно меньшее.

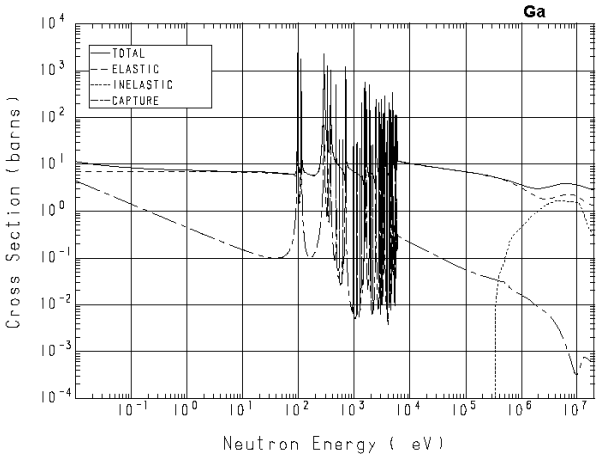


Рисунок 11. Зависимость сечения реакций от энергии нейтронов для гафния

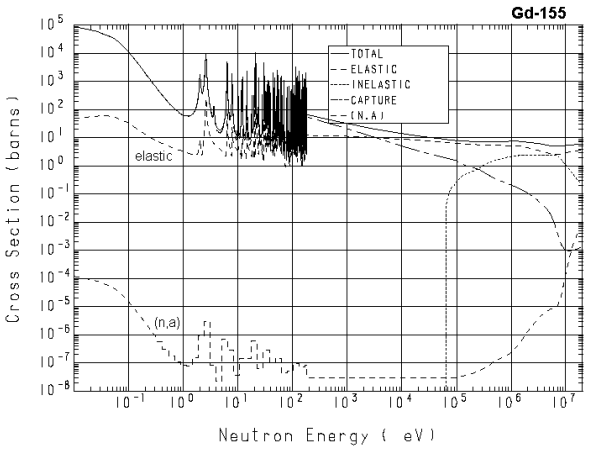


Рисунок 12. Зависимость сечения реакций от энергии нейтронов для гадолиния-155

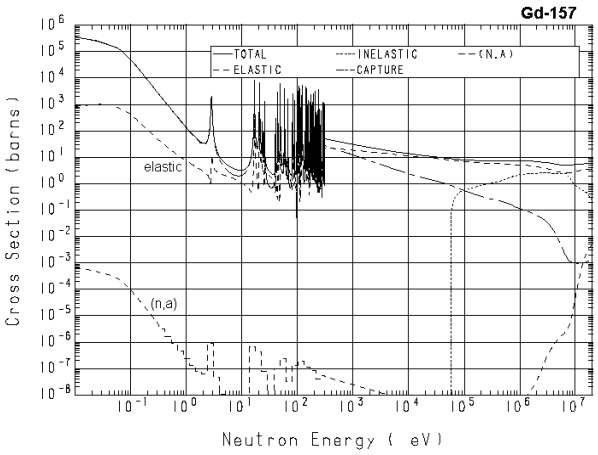


Рисунок 13. Зависимость сечения реакций от энергии нейтронов для гадолиния-157

Их наличие в активной зоне находящееся в исходном состоянии вносит незначительную отрицательную реактивность ввиду жесткого спектра нейтронов. Но, в виду того, что при попадании воды в тракт теплоносителя спектр нейтронов в активной зоне смещается в медленную область энергий (рисунок 14), запас реактивности активной зоны значительно снижается и позволяет справиться с этой аварийной ситуацией с помощью штатных РО СУЗ.

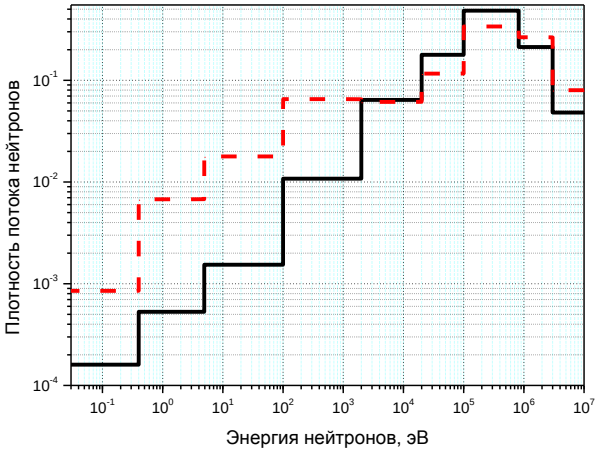


Рисунок 14. Зависимость интегрального спектра нейтронов от энергии

Предполагается, что резонансные поглотители будут располагаться, или непосредственно в топливе, или на поверхности коллектора (наиболее предпочтительный вариант).

Заключение

В продолжение расчетных исследований нейтронно-физических характеристик ТРП [3] получены следующие результаты.

1. Рассчитаны распределения суммарной плотности делений по радиусу активной зоны ТРП для разных углов поворота РО СУЗ.
2. Исследована зависимость суммарной плотности делений от угла поворота РО СУЗ для крайнего ЭГП, граничащего с боковым бериллиевым отражателем.
3. Рассчитана зависимость запаса реактивности активной зоны от угла поворота РО СУЗ (градировочная характеристика РО СУЗ).
4. Рассмотрены последствия двух постулированных аварийных ситуаций; попадание реактора в воду (окружение реактора дополнительным бесконечным отражателем из воды) и, дополнительно к предыдущей, попадание воды в тракт теплоносителя в результате разрушения корпуса реактора. В первом случае запас реактивности увеличился с 5,44%Δk/k до 6,10%Δk/k, во втором до 11,73%Δk/k.
5. В первом случае с аварийной ситуацией справляются штатные РО СУЗ; во втором нет. Увеличение сектора поглощающих накладок со 110^0 до 140^0 не дало положительных результатов.
6. Для второго случая предлагается оснастить реактор дополнительной пассивной системой безопасности основанной на деформации спектра нейтронов в активной зоне и использовании резонансных поглотителей нейтронов.

Литература

1. Синявский, В.В. Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок / В.В. Синявский – М.: Энергоатомиздат, 2000. – 46,247 с.
2. Абагян, Л.П. Программа MCU-3 для расчета методом Монте-Карло нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов / Л.П. Абагян, А.Е. Глушков, Е.А. Гомин, М.А. Калугин, Л.В. Майоров, М.С. Юдкевич. – М.: Российский научный центр «Курчатовский институт»,1994. – 34 с.
3. Некоторые физические аспекты разработки термоэмиссионного реактора- преобразователя на быстрых нейтронах. Мат. 8-ой международной конференции «Ядерная и радиационная физика» / Ф.М. Аринкин, Е.С. Бекмухамбетов, Ш.Х. Гизатулин, Н.К. Романова, П.В. Чакров. – Алматы-2009, 8-11 сентября. – 53-54 с.
4. Обеспечение условий достаточной безопасности космической ЯЭУ с термоэмиссионным реактором-преобразователем на всех стадиях ее жизненного цикла / Ф.М. Аринкин, Г.А. Батырбеков, А.О. Бейсебаев, П.И. Быстров, Ш.Х. Гизатулин [и др.] // Журн. Ракетно-космическая техника. Труды ракетно-космической корпорации "Энергия". – 1995. – серия 12, вып.3-4, часть1. – С.78-81

5. Применение резонансных поглотителей для компенсации реактивности при попадании реактора космического назначения в водородсодержащую среду / Ф.М. Аринкин, Г.А. Батырбеков, П.И. Быстров, Ш.Х. Гизатулин [и др.] – // Там же С.115-120.
6. Nakagawa, T. JENDL-3.2. / Nakagawa T. Shibata S., Chiba S., Fukahori T., Nakajima Y., Kikuchi, Y., Kawano T., Kanda Y., Ohsawa T., Matsunobu H., Kawai M., Zukeran A., Watanabe T., Igarasi S., Kosako K. and Asami T. - J. Nucl. Sci. Technol.,32(12), 1259-1271 (1995)

ТЕРМОЭМИССИЯЛЫҚ ШАПШАҢ НЕЙТРОНДЫ РЕАКТОР-ТҮРЛЕНДІРГІШТІҢ НЕЙТРОНДЫҚ СИПАТТАМАЛАРЫ

Аринкин Ф.М., Бекмухамбетов Е.С., Гизатулин Ш.Х., Романова Н.К., Чакров П.В.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Электрлік қуаты 400-500 кВт баяулатушы шағылдырғышы бар шапшаң нейтронды реактор-түрлендіргіштің нейтрондық сипаттамалары қарастырылған. Жеке алғанда реактивтілік қорының бастапқы мәні анықталған, ол ~5,44%Δk/k құрады; БҚЖ РО-ның жинақты тиімділігі 14,1%Δk/k. Реттеуші барабандардың тиімділігінің олардың бұрылу бұрышына тәуелділігі анықталған. Активтік аумақтағы энергия шығару өрісінің сипатамасы есептелген.

Каралғаннан кейін екі төтенші жағдай реактордың суға қосылуі (реактордың айналасы сумен толтырылған) және судың айналасы топық келеді трактың сужылтқышына сонда реактордың сыртын тесіп сыртқа шығарады, ішінеде кіреді.

NEAUTRON CHARACTERISTICS ON FAST THERMIONIC NUCLEAR CONVERTING REACTOR

F.M. Arinkin, E.S. Bekmuhambetov, S.H. Gizatulin, N.K. Romanova, P.V. Chakrov

Institute of nuclear physics, NNC RK, Almaty, Kazakhstan

Neutron characteristics of on the fast thermionic converting reactor of the electrical power 400 to 500 kW with reflector-moderator are considered. In particular, the initial reactivity margin, comprising ~5.44%Δk/k; total efficiency of CPS control drums, 14.1%Δk/k. Were found the dependence of efficiency of control drums on its turning angle is found. The characteristics of power flux field in an active zone of a reactor are calculated.

Consequences of two postulated emergencies - the reactor environment with an additional infinite reflector from water and, in addition to previous, the hit of the water in a canal of the coolant as a result of destruction of the case of the reactor are considered.

УДК 621.039.531

РАДИАЦИОННОЕ РАСПУХАНИЕ В КОНТИНУАЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АНСАМБЛЕЙ МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ АТОМОВ И ВАКАНСИЙ В ЗАМКНУТОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Цай К.В.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы

Разработан вероятностный подход к проблеме радиационного распухания реакторных материалов, в рамках которого в температурно-временном пространстве рассматривается взаимодействие ансамблей *i,v* – дефектов междоузельного и вакансионного типа, как компонентов квазиреального газа в условиях почти неизменного замкнутого объема. Основой подхода служит система дифференциальных уравнений по типу химических реакций, в которой учитываются процессы G-генерации, аннигиляции, динамической кластеризации, захвата *i,v* – дефектов стоками и выполняется правило непрерывного учета пар Френкеля. Получено решение базовой системы в аналитических функциях и, на его основе, определена интегральная функция распухания, свойства которой позволяют дать адекватное аналитическое обоснование основным экспериментально наблюдаемым макро-закономерностям распухания в реакторных материалах.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что из всех эффектов радиационного повреждения (распухание, ползучесть, охрупчивание, сегрегация и др.) радиационное распухание наиболее сильно влияет на изменение физико-механических свойств и структурную стабильность металлических элементов активных зон реакторов при высоких дозах нейтронного облучения [1-4]. В связи с этим аналитическое определение функции распухания и возможность установления ее основных свойств представляют особый интерес. В основе известных теоретических подходов к проблеме распухания лежит описание микроструктурной эволюции вакансий (v) и междоузельных атомов (i), взаимодействующих друг с другом и с разнообразными стоками, а также с образующимися в процессе самоорганизации скоплениями одноименных дефектов (пор, дислокационных петель). Концентрации точечных дефектов находятся из решения системы кинетических уравнений по типу химических реакций [5,6]. При этом коэффициенты аннигиляции, захвата точечных дефектов разными стоками и пр. задаются в форме детерминированных функций с модельными параметрами, величина которых определяется, в конечном счете, из привязки решаемой системы к экспериментальным данным. В силу подробной деталировки картины взаимодействия радиационных дефектов в кристаллической решетке данные подходы являются микроскопическими. Скорость изменения концентрации дефектов (помимо возникновения новых френкелевских пар за счет генерации) регулируется интенсивностью процессов миграции вакансий, междоузельных атомов и их простейших комплексов в кристалле, которые описываются в рамках диффузионных моделей. Точность моделирования изменения состояния дефектной системы с течением времени зависит от многообразия учитываемых вариантов взаимодействия дефектов друг с другом, с атомами примеси и со стоками. Все это, однако, связано с неизбежным ростом числа уравнений исходной системы или числа учитываемых вкладов в уравнениях, что сильно осложняет ход решения, делая его возможным исключительно численным путем и, что не маловажно, существенно затрудняя проведение последующего анализа результатов.

С другой стороны, современная динамика обновления и совершенствования реакторных технологий и большой объем накопленных экспериментальных данных по радиационному повреждению делает актуальным разработку помимо детализированных «микроскопических» диффузионных подходов феноменологического подхода на базе континуального представления взаимодействующих ансамблей *i,v* – дефектов и учета вероятностного характера процессов генерации, аннигиляции, захвата стоками и пр., в рамках которого можно было бы проводить простой анализ макро-закономерностей распухания. Цель данной работы – показать возможность феноменологического подхода к задаче описания макро-закономерностей радиационного (вакансионного) распухания. Упрощение сложности расчетов в рамках предложенного подхода достигается за счет отказа от излишней деталировки картины дефектообразования и принятия ряда дополнительных положений. Во-первых, так как решение системы кинетических уравнений должно быть справедливым для любого интервала времени облучения t введен принцип непрерывного учета пар Френкеля. При этом предлагается принимать в расчет междоузельные атомы и вакансии, захваченные стоками и определять полное число *i,v* – дефектов, присутствующих в материале по прошествии времени облучения t, независимо от того, в какой форме они находятся (как монодефекты или как скопления - микродефекты). Во-вторых, поскольку в макрообъемах на практике приходится иметь дело с почти неограниченным числом *i,v* –

дефектов для их описания используется континуальное приближение взаимодействия множества ансамблей частиц (свободных дефектов и дефектов, связанных с различными стоками). Соответственно, функции концентраций дефектов, а также параметры процессов взаимодействия ансамблей дефектов (аннигиляции, захвата и пр.) описываются в рамках вероятностных моделей. В третьих, поскольку помимо монодефектов способны мигрировать и вступать во взаимодействие друг с другом и со стоками простейшие комплексы дефектов - кластеры, необходимо принимать в расчет процесс динамической кластеризации. Кроме того , представление i,v – дефектов в виде ограниченного множества ансамблей частиц во многом аналогично модели многокомпонентного реального газа, законы которого хорошо изучены [7,8]. В частности, наличие взаимодействующих ансамблей дефектов в почти постоянном (или очень медленно меняющемся во времени) замкнутом объеме аналогично условиям изохорного процесса реального газа. Это дает возможность рассматривать ансамбли i,v – дефектов в качестве компонент квазиреального газа и применять к ним т. н. «принцип изохоризма».

1. Кинетические уравнения и вероятностные функции процессов взаимодействия i,v – дефектов

Скорректированная и дополненная система кинетических уравнений [6] имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
\dot{C}_i &= G - R\cdot C_i/n_i\cdot C_\nu/n_\nu - \sum \dot{C}_j \\
\dot{C}_j &= r_j\cdot\ C_{oj} - C_j\ \cdot C_i/n_i, \quad \mathrm{j} = 1, 2, \ldots \\
\dot{C}_\nu &= G - R\cdot C_i/n_i\cdot C_\nu/n_\nu - \sum \dot{C}_k \\
\dot{C}_k &= r_k\cdot\ C_{ok} - C_k\ \cdot C_\nu/n_\nu, \quad \mathrm{k} = 1, 2, \ldots
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь C_i, C_υ - концентрации междоузельных атомов и вакансий; C_j, C_k - концентрации междоузельных атомов и вакансий, захваченных j- и k- стоками, соответственно; C_{oj}, C_{ok} - константы предельных значений концентраций захвата j, k - стоками; G - скорость введения дефектов (пар Френкеля) в единицу объема; R - константа рекомбинации (аннигиляции) пар Френкеля; r_i , r_k - константы поглощения междоузельных атомов и вакансий j, k- стоками; n_i, n_υ - средние значения (математические ожидания) числа точечных дефектов в одном кластере i,v – типа, соответственно. Рассмотрим свойства приведенной системы уравнений.

а) В отличие от известных систем кинетических уравнений [5,6] система (1) допускает первый интеграл по числу дефектов. Это становится возможным после замены отдельных функций захвата j, k - стоками на соответствующие уравнения захвата, которые в отличие от упомянутых функций определяют кинетику процесса захвата на всем интервале времени t. Вычитая из третьего уравнения системы (1) первое, получим уравнение, которое легко интегрируется. При этом имеем

$$C_\upsilon - C_i = \sum C_j - \sum C_k + C, \tag{2}$$

где C- постоянная интегрирования, определяемая из начальных условий. При C = 0 из (2) следует

$$C_\upsilon + \sum C_k = C_i + \sum C_j\ . \tag{3}$$

Данный интеграл имеет ясный физический смысл, поскольку выражает баланс числа точечных i,v – дефектов с учетом потерь на j,k -стоках на протяжении всего интервала времени наблюдения.

б) Система (1) учитывает процесс динамической кластеризации (д-кластеризации), т.е. объединение точечных дефектов i,v – типа в более крупные объекты (д-кластеры) с различной концентрацией исходных частиц. В модели считается возможным образование ансамбля д-кластеров с квазинепрерывным спектром распределения по концентрации (размеру). Если принять n_i, n_υ за средние значения концентрации точечных дефектов в д-кластерах, то величины C_i/n_i , C_υ/n_υ представляют собой среднее число д-кластеров, участвующих в процессах миграции, аннигиляции и j, k- захвата. Средние значения концентраций д-кластеров n_i , n_υ , в свою очередь, зависят от величины энергий парного взаимодействия исходных частиц E_i и E_υ, температуры T, концентраций точечных дефектов C_i и C_υ, наличия атомов примеси и т.д. Из этой сложной зависимости выделим главную составляющую – концентрационную зависимость от C_i , C_υ. Полагая, что n_i и n_υ мало отличаются от единицы, получим

$$\begin{aligned}
n_i\ \ C_i, T, E_i, \ldots &= 1 + \partial n_i/\partial C_i\cdot C_i + \ldots, \\
n_\upsilon\ \ C_\upsilon, T, E_\upsilon, \ldots &= 1 + \partial n_\nu/\partial C_\nu\cdot C_\nu + \ldots
\end{aligned}\ . \tag{4}$$

Здесь $\partial n_i/\partial C_i$, $\partial n_\upsilon/\partial C_\upsilon$ - малые параметры, зависящие от переменных T, E_i, E_υ и пр., не содержат C_i , C_υ. Полагая, что более высокие члены разложения (4) малы, после линеаризации система (1) примет вид

$$\begin{aligned}
\dot{C}_i &= G - R\cdot C_i\cdot C_\upsilon\cdot\left(1 - \frac{\partial n_i}{\partial C_i}C_i - \frac{\partial n_\upsilon}{\partial C_\upsilon}C_\upsilon + \ldots\right) - \sum \dot{C}_j, \\
\dot{C}_j &= r_j\cdot\ C_{oj} - C_j\ \cdot C_i\cdot\left(1 - \frac{\partial n_i}{\partial C_i}C_i + \ldots\right), \quad \mathrm{j} = 1, 2, \ldots, \\
\dot{C}_\nu &= G - R\cdot C_i\cdot C_\upsilon\cdot\left(1 - \frac{\partial n_i}{\partial C_i}C_i - \frac{\partial n_\upsilon}{\partial C_\upsilon}C_\upsilon + \ldots\right) - \sum \dot{C}_k, \\
\dot{C}_k &= r_k\cdot\ C_{ok} - C_k\ \cdot C_\upsilon\cdot\left(1 - \frac{\partial n_\upsilon}{\partial C_\upsilon}C_\upsilon + \ldots\right), \quad \mathrm{k} = 1, 2, \ldots .
\end{aligned} \tag{5}$$

в) Система (5) учитывает четыре наиболее важных процесса взаимодействия дефектов: генерацию пар Френкеля с параметром *G*, аннигиляцию пар Френкеля с параметром *R*, захват междоузельных атомов и вакансий *j, k* -стоками с параметрами r_i, C_{oj} и r_k, C_{ok}, а также процесс д-кластеризации точечных дефектов с параметрами $\partial n_i/\partial C_i$, $\partial n_\upsilon/\partial C_\upsilon$. Перечисленные процессы относятся к процессам взаимодействия ансамблей, поведение множества частиц которых можно описать в рамках вероятностных моделей. В условиях почти неизменного объема интенсивность такого взаимодействия определяется, прежде всего, температурой среды. При этом элементарный «акт» взаимодействия i,ν – дефектов (аннигиляции, захвата и пр.) носит случайный характер, а бесконечное число таких взаимодействий должно описываться непрерывной функцией распределения случайных величин. В качестве последней предлагается использовать функцию нормального распределение Гаусса для непрерывных случайных величин [9], характеризующеюся двумя основными параметрами: центром распределения случайной величины и ее дисперсией, физическая природа которых в рассматриваемой задаче связана с температурной шкалой.

Пусть $\varphi_i\ T,\sigma_i,T'$, $\varphi_\upsilon\ T,\sigma_\upsilon,T'$ - плотность распределения дефектов i,ν – типа; $\Phi_a\ T,\Sigma_a,T'$ - плотность вероятности рекомбинации (аннигиляции) дефектов i,ν – типа; $\Phi_j\ T_j,\Sigma_j,T'$, $\Phi_k\ T_k,\Sigma_k,T'$ - плотности вероятности захвата дефектов *j,k* -стоками; $\Phi_i\ T_i,\Sigma_i,T'$, $\Phi_\upsilon\ T_\upsilon,\Sigma_\upsilon,T'$ - плотности вероятности д-кластеризации i,υ - дефектов. Введенные функции имеют вид

$$\begin{aligned}
\varphi_{i,\upsilon}\ T,\sigma_i,T' &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{i,\upsilon}^2}}\exp\left(-\frac{T'-T}{2\sigma_{i,\upsilon}^2}^2\right),\\
\Phi_a\ T_a,\Sigma_a,T' &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\Sigma_a^2}}\exp\left(-\frac{T'-T_a}{2\Sigma_a^2}^2\right),\\
\Phi_{j,k}\ T_{j,k},\Sigma_{j,k},T' &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\Sigma_{j,k}^2}}\exp\left(-\frac{T'-T_{j,k}}{2\Sigma_{j,k}^2}^2\right),\\
\Phi_{i,\upsilon}\ T_{i,\upsilon},\Sigma_{i,\upsilon},T' &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\Sigma_{i,\upsilon}^2}}\exp\left(-\frac{T'-T_{i,\upsilon}}{2\Sigma_{i,\upsilon}^2}^2\right).
\end{aligned} \tag{6}$$

где T' - безразмерная температура ($T'=T'\tau_o$, где τ_o - единичная температура); T - «температурный центр» плотности распределения i,ν – дефектов; σ_i, σ_υ - дисперсии (флуктуации) плотности распределения i,ν -дефектов; T_a - «температурный центр» плотности вероятности взаимного захвата i,ν – дефектов; Σ_a - дисперсия процесса аннигиляции i,ν – дефектов; T_j, T_k - температурные центры плотности вероятности поглощения i,ν – дефектов *j,k* - стоками; Σ_j, Σ_k - дисперсии плотности вероятности поглощения i,ν – дефектов *j,k* - стоками; T_i, T_υ - температурные центры плотности вероятности кластеризации i,ν – дефектов, Σ_i, Σ_υ - дисперсии плотности вероятности поглощения i,ν- дефектов. Тогда вероятность процессов взаимодействия ансамблей частиц определяются интегралами от произведения плотностей распределения этих ансамблей на функцию плотности вероятности рассматриваемых процессов. При этом константы *R*, r_j, r_k, $\partial n_i/\partial C_i$, $\partial n_\nu/\partial C_\nu$, входящие в состав уравнений (5), представим через произведение температурной составляющей и составляющей, не зависящей от T, как

$$\begin{aligned}
R &= R_0\cdot R_T,\\
r_j &= r_j^o\cdot r_j^T,\\
r_k &= r_k^o\cdot r_k^T,\\
\frac{\partial n_i}{\partial C_i} &= \left(\frac{\partial n_i}{\partial C_i}\right)_0\left(\frac{\partial n_i}{\partial C_i}\right)_T,\\
\frac{\partial n_\upsilon}{\partial C_\upsilon} &= \left(\frac{\partial n_\upsilon}{\partial C_\upsilon}\right)_0\left(\frac{\partial n_\upsilon}{\partial C_\upsilon}\right)_T.
\end{aligned} \tag{7}$$

где R_0, r_j^0, r_k^0, $\partial n_i/\partial C_{i\ 0}$, $\partial n_\nu/\partial C_{\nu\ 0}$ - не зависят от T. Составляющие, зависящие от T, находятся в соответствие с теоремой о вероятности сложных событий [9]:

$$R_T = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i \varphi_\upsilon \Phi_a \exp\left(-\frac{E_{m\upsilon}}{kT}\right)\exp\left(-\frac{E_{mi}}{kT}\right)dT' = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma_i^2\sigma_\upsilon^2 + \sigma_i^2\Sigma_a^2 + \Sigma_a^2\sigma_\upsilon^2}} \times \exp\left\{-\left(\frac{E_{mi}+E_{m\upsilon}}{kT} + \frac{T-T_a}{2\sigma^{*2}}^2\right)\right\};$$

$$r_j^T = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i \Phi_j \exp\left(-\frac{E_{mi}}{kT}\right)dT' = \frac{1}{\sqrt{2\pi\ \sigma_i^2 + \Sigma_j^2}} \exp\left\{-\left(\frac{E_{mi}}{kT} + \frac{T-T_j}{2\sigma_i^2}^2\right)\right\},\ j = 1,2...;$$

$$r_k^T = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_\upsilon \Phi_k \exp\left(-\frac{E_{m\upsilon}}{kT}\right)dT' = \frac{1}{\sqrt{2\pi\left(\sigma_\upsilon^2 + \Sigma_k^2\right)}} \exp\left\{-\left(\frac{E_{m\upsilon}}{kT} + \frac{(T-T_k)^2}{2\sigma_\upsilon^2}\right)\right\},\ k = 1,2...; \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial C_i}\right)_T = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i \Phi_i \exp\left(-\frac{E_{mi}}{kT}\right)dT' = \frac{1}{\sqrt{2\pi\left(\sigma_i^2 + \Sigma_i^2\right)}} \exp\left\{-\left(\frac{E_{mi}}{kT} + \frac{(T-T_i)^2}{2\sigma_i^2}\right)\right\};$$

$$\left(\frac{\partial n_\upsilon}{\partial C_\upsilon}\right)_T = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_\upsilon \Phi_\upsilon \exp\left(-\frac{E_{m\upsilon}}{kT}\right)dT' = \frac{1}{\sqrt{2\pi\left(\sigma_\upsilon^2 + \Sigma_\upsilon^2\right)}} \exp\left\{-\left(\frac{E_{m\upsilon}}{kT} + \frac{(T-T_\upsilon)^2}{2\sigma_\upsilon^2}\right)\right\}.$$

Здесь $\sigma^* = \sigma_i\sigma_\upsilon \Big/ \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_\upsilon^2}$, $E_{m\,i}, E_{m\,\upsilon}$ - энергии активации миграции i, ν - дефектов, соответственно. Решение базовой системы уравнений (5) с учетом (8) будет рассмотрено в следующем параграфе.

2. РЕШЕНИЕ БАЗОВОЙ СИСТЕМЫ КИНЕТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ КВАДРАТУРОЙ

Система (5), содержащая *j+k+2* уравнений относительно *j+k+2* независимых функций C_i , C_υ , C_j, C_k (j = 1,2, …) и (k = 1,2, …) с учетом первого интеграла (3) допускает аналитическое решение квадратурой. Пусть C_i^* и C_υ^* - решение системы (5). Тогда решение относительно C_j , C_k при нулевых начальных условиях имеет вид [10]

$$C_j^* = C_{oj} \cdot \left[1 - \exp\left(-\int_0^t C_i^*\left(1 - \frac{\partial n_i}{\partial C_i}\cdot C_i^* + ...\right)\cdot r_j dt\right)\right],$$

(j = 1, 2…)

$$C_k^* = C_{ok} \cdot \left[1 - \exp\left(-\int_0^t C_\upsilon^*\left(1 - \frac{\partial n_\upsilon}{\partial C_\upsilon}\cdot C_\upsilon^* + ...\right)\cdot r_k dt\right)\right], \quad (9)$$

(k = 1, 2…)

Здесь $C_k^* << C_j^*$, поскольку с учетом температурной составляющей $r_k << r_j$ ($E_{m\,\upsilon} >> E_{m\,i}$). Широко известный фактор преференса поглощения *i*-дефектов имеет простое объяснение. Он обусловлен величиной энергии активации миграции, которая значительно меньше для *i*-дефектов по сравнению с ν -дефектами. Подставим (9) в 1-е и 3-е уравнения системы (5). Тогда с учетом выражения (3) получим

$$\dot{x} = ax^3 + bx^2 + cx + d\,, \quad (10)$$

коэффициенты которого после усреднения по времени *t* и пренебрежения малыми функциями C_k^* имеют вид:

для первого уравнения системы при $x = C_i$

$$a = R\frac{\partial n_i}{\partial C_i},$$
$$b = -R\cdot\left(1 - \sum_j\left(1 + \frac{r_j}{R}\right)\cdot C_{oj}\frac{\partial n_i}{\partial C_i}\right), \quad (11)$$
$$c = -R\sum_j\left(1 + \frac{r_j}{R}\right)\cdot C_{oj},$$
$$d = G$$

для третьего уравнения системы при $x = C_\upsilon$

$$a = R\frac{\partial n_i}{\partial C_i},$$
$$b = -R\cdot\left(1 - \sum_j C_{oj}\frac{\partial n_i}{\partial C_i}\right), \quad (12)$$
$$c = -R\sum_j C_{oj},$$
$$d = G.$$

Линейное уравнение (10) с постоянными коэффициентами (11) и (12) допускает решение квадратурой, вид которого зависит от корней характеристического уравнения

$$ax^3 + bx^2 + cx + d = 0\,. \quad (13)$$

Решение методом Кардана [10] дает три частных случая, в зависимости от знака дискриминанта D

$$D = q^2 + p^3, \qquad где$$
$$q = \frac{b^3}{27a^3} - \frac{bc}{6a^2} + \frac{d}{2a}, \quad (14)$$
$$p = \frac{3ac - b^2}{9a^2}$$

Если D>0,то уравнение (13) имеет одно действительное решение и два мнимых; если D<0, существует три действительных корня; а при D=0 (13) имеет либо одно решение при $p = q = 0$ (три совпадающих нулевых корня), либо два решения

при $p^3 = -q^2 \neq 0$ (из трех действительных корней два совпадают). Для рассмотренных случаев значений дискриминанта D искомые решения C_i^*, C_υ^* имеют следующие особенности:

- если D>0, то функции C_i^*, C_υ^* неограниченно возрастают от нуля по закону тангенса;
- если D=0, то функции C_i^*, C_υ^* монотонно возрастают от нуля до насыщения с асимптотой $\sqrt{3G/R}$ (при c=0);
- если D<0, то функции C_i^*, C_υ^* монотонно возрастают от нуля до насыщения с асимптотой $< \sqrt{3G/R}$ (при c=0).

Нулевое значение дискриминанта

$$D = q^2 + p^3 = \left(\frac{b^3}{27a^3} - \frac{bc}{6a^2} + \frac{d}{2a} \right)^2 + \left(\frac{3ac - b^2}{9a^2} \right)^3 = 0 \quad , \qquad (15)$$

где *a,b,c,d* - параметры, заданные (11), (12), определяют бифуркационную поверхность, разделяющую четырехмерное пространство на две области, в одной из которых при D>0 решение C_i^*, C_υ^* - неограниченно возрастающие функции, а в другой области при D<0 решение C_i^*, C_υ^* - ограниченные функции с насыщением. Это свойство бифуркационной поверхности, определяемой дискриминантом – функционалом $D = 0$, играет важную роль при оценке режимов распухания с насыщением и без насыщения при постоянном росте. Данный функционал зависит о шести параметров: параметров *a, b, c, d* «структурной группы» и параметров t, T – «функциональной группы». В совокупности шестипараметрический функционал

$$D(a,b,s,d,t,T) = 0 \qquad (16)$$

можно рассматривать как четырехмерный структурный функционал, «погруженный» в двумерное температурно-временное пространство, временной параметр которого здесь присутствует в неявном виде через решение базовой системы (5).

Функционал (16) рассмотрим в двух частных случаях: 1) во временном представлении при $T = const$, 2) в температурном представлении при $t = const$. При этом, с целью достижения аналитической простоты рассмотрим случай, когда параметр $c = 0$, что, вообще говоря, мало отразится на общей закономерности. Покажем это ниже при оценке влияния ненулевого параметра $c \neq 0$ на общую картину. Из функционала (16) с учетом (15) следует

$$D = \frac{d}{2a}\left(\frac{2}{27}\frac{b^3}{a^3} + \frac{d}{2a} \right) = 0 \Rightarrow \frac{d}{a} = \frac{4}{27}\frac{|b^3|}{a^3};$$

$$D > 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{d}{a} = \frac{4}{27}\frac{|b^3|}{a^3}; \qquad (17)$$

$$D < 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{d}{a} < \frac{4}{27}\frac{|b^3|}{a^3}.$$

Или с учетом температурной составляющей (8) для функции $x = C_i$ (11) имеет место

$$\begin{aligned} D = 0 \quad &\Rightarrow \quad G = F_T \\ D > 0 \quad &\Rightarrow \quad G > F_T \\ D < 0 \quad &\Rightarrow \quad G < F_T \end{aligned} \quad , \qquad (18)$$

где

$$F_T = \frac{4}{27}\frac{R^0 R^T}{\partial n_i/\partial C_i{}_0^2 \; \partial n_i/\partial C_i{}_T^2} =$$

$$= \frac{4}{27}\frac{R^0 R_\sigma}{\partial n_i/\partial C_i{}_0^2 \; \partial n_i/\partial C_i{}_\sigma^2} \exp\left(-\frac{E_{m\upsilon} - E_{mi}}{kT} + \frac{T - T_0{}^2}{2\sigma_0^2} \right).$$

Здесь $T_a = T_i = T_0$; $\sigma_0 = \sigma_i\sigma_\upsilon \Big/ \sqrt{\sigma_\upsilon^2 - \sigma_i^2}$; $\sigma_\upsilon > \sigma_i$; а R_σ и $\partial n_i/\partial C_{i\ \sigma}$ - дисперсионные множители температурных составляющих R^T и $\partial n_i/\partial C_{i\ T}$ в (8), соответственно. В (18) параметр G заменим на T/η ($T = \eta G$), что обусловлено свойствами дефектов, рассматриваемых в качестве компонент квазиреального газа в изохорическом процессе. (Свойство изохоризма и физический смысл коэффициента η будут рассмотрены ниже.) С учетом условия $T = \eta G$ первое соотношение (18)

$$D = 0 \Rightarrow T/\eta = \frac{4}{27}\frac{R_0 R_\sigma}{\partial n_i/\partial C_i{}_0^2 \; \partial n_i/\partial C_i{}_\sigma^2} \times \exp\left(-\frac{E_{m\upsilon} - E_{mi}}{kT} + \frac{T - T_0{}^2}{2\sigma_0^2} \right) \qquad (19)$$

превращается в температурно-временной функционал, позволяющий построить два частных решения

$$T = const, \; D_{T=const}(R_0, (\partial n_i/\partial C_i)_0, T_{const}) = 0; \qquad (20)$$

$$t = const, \; D_{t=const}(R_0, (\partial n_i/\partial C_i)_0, T^*) = 0; \qquad (21)$$

которые отвечают двум режимам процесса распухания, наблюдаемым экспериментально. В первом случае температура считается заданной, тогда параметры R_0, $(\partial n_i/\partial C_i)_0$ должны быть таковыми, чтобы выполнялось соотношение (20). Во втором случае считаются заданными время наблюдения $t = const$ и параметры R_0, $(\partial n_i/\partial C_i)_0$, что позволяет определить значение температуры T^*, которое удовлетворяет соотношению (21). Если точки (со-

стояния) с определенным набором параметров лежат на бифуркационных поверхностях (т.е. удовлетворяют уравнениям (20) и (21)), имеем режим распухания с насыщением. Если точки не лежат на бифуркационных поверхностях (т.е. «сходят» с них), то дискриминант либо уменьшается ($D<0$), и уменьшается распухание, либо увеличивается ($D>0$), и тогда распухание также увеличивается. Чтобы показать, что данное утверждение на самом деле имеет место, надо построить решение базовой системы уравнений (5), определить функции концентраций C_i^*, C_υ^* и на их основе – функцию распухания S. Искомое решение системы (5) для случаев $D=0$, $D<0$, $D>0$ согласно методу Кардана имеют вид:

$D=0,$

1) $$x = x_0 \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{x}{x_1} \right)^{\frac{A}{|C|-B}} \cdot \exp\left(-\frac{a}{|C|-B} t \right) \right], \qquad (22)$$

где $x = C_i^*, x_1 < 0$, $x_2 = x_3 = x_0 = \sqrt{3G/R}$, $A>0$, $B = -C = \infty$;

$D<0,$

2) $$x = x_2 \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{x}{x_1} \right)^{A/|B|} \cdot \left(1 - \frac{x}{x_3} \right)^{C/|B|} \cdot \exp\left(-\frac{at}{|B|} \right) \right], \qquad (23)$$

где $x = C_i^*$, $x_1 > x_2 > 0$, $x_3 < 0$, $x_2 < x_0 = \sqrt{3G/R}$; $A>0$, $B<0$, $C>0$;

$D>0$,

3) $$x = \chi \cdot G \cdot t, \qquad (24)$$

где $x = C_i^*$, $\chi = \frac{3}{2}\left(1 - \frac{2}{27}\rho - ...\right) > 0$, $\rho = \frac{R}{G\left(\partial n_i / \partial C_i\right)} < 1$.

Данные решения отвечают следующим свойствам. Первые два решения для $D=0$, $D<0$ соответствуют режиму распухания с насыщением. Они ограничены асимптотами $x_0 = \sqrt{3G/R}$, $x_2 < \sqrt{3G/R}$ и, в силу этого, отвечают инкубационно-переходному периоду. При этом главное требование – ограниченность решения, выполнено. Третье решение для случая $D>0$ соответствует режиму постоянного роста и отвечает периоду стационарного распухания упомянутой классификации. Решения (22)-(24) получены во временном представлении, когда температура $T = const$. Параметры *a,b,c,d* после подстановки в них соотношений (8) в явном виде зависят от *T*, тогда и решения будут функциями двух переменных *t* и *T*. Совместное представление (22)-(24) и функционала (19) позволяет решить общую задачу: установление параметрической зависимости интегральной функции распухания в температурно-временном пространстве. Порядок решения этой задачи осуществляется следующим образом. Вначале решается уравнение (19), корни которого играют роль характеристических температур, разделяющих температурную шкалу на интервалы, в которых либо $D>0$, либо $D<0$ (рисунок 1).

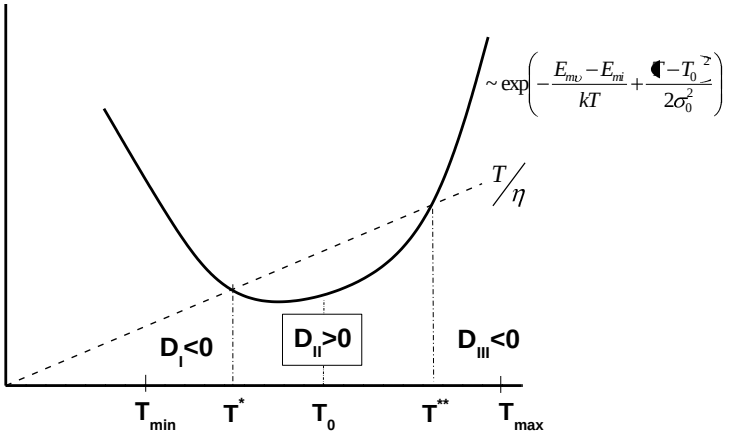


Рисунок 1. График построения характеристических точек T^*, T^{**} функционала-дискриминанта $D=0$ (19)

На рисунке показаны пороговые значения температур $T_{\min}$ и $T_{\max}$, ограничивающих область распухания [11,3]

$$T \sim (0.3 \div 0.6) T_{пл} . \qquad (25)$$

Здесь $T_{\min} = 0.3T_{пл}$ и $T_{\max} = 0.6T_{пл}$, а $T_{пл}$ – температура плавления образца. Характеристические температуры T^*, T^{**} разделяют температурную шкалу на три интервала (области), в двух из которых для случая $D_I < 0$ и $D_{III} < 0$ функция C_i ограничена с насыщением, в третьем для случая $D_{II} > 0$ функция C_i неограниченно возрастает. Эта особенность согласуется с экспериментально наблюдаемой куполообразностью функции скорости распухания $\dot{S}$ [1-2], что должно подтверждаться в сопоставительном

анализе решений функционала-дискриминанта (19) с решениями системы (5), приведенных в (22)-(24). С этой целью последние соотношения рассмотрим на температурной шкале, т.е. в температурном представлении. Асимптоты x_0 и x_2 с учетом температурных компонент (8) и условий нормировки экспоненциальной составляющей к единице примут вид:

$$x_2 < x_0 = \sqrt{3G/R} \Rightarrow x_0\ T\ = \sqrt{3G/\ R_0 R_\sigma}\ \times \\ \times \exp\ E_1\ T\ - E_1\ T_{N1} \qquad (26)$$

где

$$E_1\ T\ = \frac{E_{m\upsilon} + E_{mi}}{2kT} + \frac{T - T_0\ ^2}{4\sigma^{*2}},$$

$$E_1 (T_{N1}) = \frac{E_{m\upsilon} + E_{mi}}{2kT_{N1}} + \frac{(T_{N1} - T_0)}{4\sigma^{*2}},$$

$$E_1(T) - E_1(T_{N1}) \le 0.$$

Условие нормировки отвечает следующему требованию: вероятность случайных величин, к которым относится температурная зависимость, не может быть больше единицы [9]. Значение точки T_{N1} однозначно определяется из условия нормировки $E_1(T) - E_1(T_{N1}) \le 0$ в заданном интервале температур.

Функция $x(T)$ (24) с учетом температурных компонент (8) и условия нормировки экспоненциальной составляющей к единице примет вид

$$x\ T\ = \chi Gt = \frac{3}{2} Gt\left(1 - \frac{2}{27}\rho - ...\right) \Rightarrow \\ \Rightarrow x\ T\ = \frac{3}{2} Gt\left(1 - \frac{2}{27}\rho \cdot \exp\left[E_2\ T\ - E_2\ T_{N2}\ \right]\right) \qquad (27)$$

где

$$\rho_0 = \frac{R_0 R_\sigma}{(\partial n_i / \partial C_i)_0 (\partial n_i / \partial C_i)_0};$$

$$E_2(T) = -\frac{E_{m\upsilon} - E_{mi}}{kT} + \frac{(T - T_0)}{2\sigma_0^2},$$

$$E_2(T_{N2}) = -\frac{E_{m\upsilon} - E_{mi}}{kT_{N2}} + \frac{(T_{N2} - T_0)}{2\sigma_0^2},$$

$$E_2(T) - E_2(T_{N2}) \le 0.$$

Здесь также как и для случая (26) нормировочное значение температуры T_{N2} определяется из условия $E_2(T) - E_2(T_{N2}) \le 0$ в заданном температурном интервале. Графики функций (26), (27) в трех температурных областях функционала-дискриминанта $D = 0$: $D_I < 0$, $D_{II} > 0$ и $D_{III} < 0$ показаны на рисунке 2.

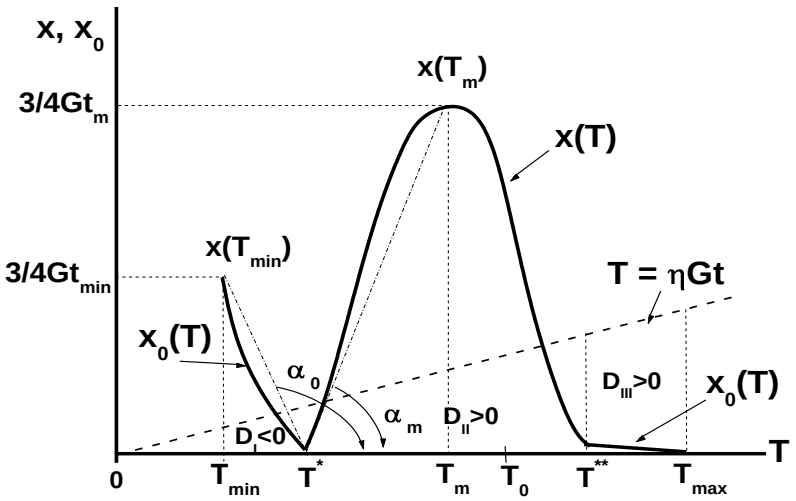


Рисунок 2. Графики функции $x_0(T)$ в областях $D_I < 0$, $D_{III} < 0$ и функции $x(T)$ в области $D_{II} > 0$

Поведение этих функции можно оценить, взяв их отношение на концах интервала $(T_{\min}, T_{\max})$ для $x_0(T)$ и интервала (T^*, T^{**}) для $x(T)$ с нормированной температурой $T_{N1} = T_{\min}$ для $x_0(T)$ и $T_{N2} = T_m$ для $x(T)$

$$\frac{x_0\ T_{\min}}{x_0\ T_{\max}} = 1/\exp\ E_1\ T_{\max}\ - E_1\ T_{\min}\ > 1,$$

$$\frac{x_0\ T^*}{x_0\ T^{**}} = \left[1 - \frac{2}{27}\rho_0 \cdot \exp\ E_2\ T^*\ - E_2\ T_m\ \right] \times \qquad (28)$$

$$\times \left[1 - \frac{2}{27}\rho_0 \cdot \exp\ E_2\ T^{**}\ - E_2\ T_m\ \right]^{-1} < 1$$

Точка $x_0(T_{\min})$ лежит выше точки $x_0(T_{\max})$, напротив, точка $x(T^*)$ лежит ниже точки $x(T^{**})$ (рисунок 2). Из этого следует, что распухание в области $D_{III}<0$ мало по сравнению с таковым в области $D_I<0$. В области стационарного распухания $D_{II}>0$ в начале интервала T^* распухание меньше по сравнению с распуханием в конце интервала T^{**}. Функция $x(T)$ имеет куполообразную форму с максимумом в точке T_m, значение которого будет установлено ниже. Характеристическая температура T^* соприкасается с областью, ограниченной слева критической температурой $T_{\min}=0.3T_{пл}$, при которой начинается миграция вакансий. Однако, если принять во внимание, что энергия миграции вакансий E_{mf} ~ 1.38 эВ [12], то из этого следует, что температура начала миграции должна быть на порядок и более выше $T_{\min}$. Данное противоречие можно объяснить, введя понятие флуктуации. Энергия флуктуации E_Φ, которая больше $E_{m\upsilon}$ в σ_υ-раз, где σ_υ-флуктуация (дисперсия) теплового движения дефектов $E_\Phi \sim E_{m\upsilon}\cdot\sigma_\upsilon$. С другой стороны, значение $T_{\max}=0.6T_{пл}$ также можно объяснить с позиций энергии флуктуации, которая необходима для преодоления активационного барьера энергий миграции $E_{m\upsilon}$ и энергии образования (отрыва) вакансии от поры $E_{f\upsilon}$: $E_\Phi=(E_{m\upsilon}+E_{f\upsilon})\cdot\sigma_\upsilon$. Только в этом случае вакансии удаляются от поры, что приводит к ее уменьшению, а распухание исчезает. Характеристические температуры T^*, T^{**}, примыкающие к областям минимальной и максимальной температур слева и справа, образуют интервал (T^*,T^{**}), лежащий внутри интервала критических температур $(T_{\min},T_{\max})$, ограничивающих куполообразную форму скорости распухания $\dot S$ (рисунок 4).

Функция $x(T)$, заданная соотношением (27), на рисунке 2 изображена параболообразной кривой с вершиной в точке T_m, расположенной вблизи температурного центра T_0 распределения Гаусса параметров аннигиляции R_T и кластеризации $(\partial n_i/\partial C_i)_T$. T_m, как ранее отмечалось, может быть установлена исследованием $x(T)$ на максимум $\partial x(T)/\partial T=0$. По установленному значению T_m согласно соотношению изохоризма $T=\eta G$ можно определить соответствующее экстремальное значение G_m.

$$G_m = T_m/\eta, \qquad (29)$$

из которого следует, что если, G_m возрастает, то возрастает T_m, т.е. осуществляется экспериментально наблюдаемый температурный сдвиг [4]. Этот факт находит подтверждение в поведении самой функции $x(T)$, зависящей от параметра G: $x(T)=\chi(G,t)$, которая возрастает с увеличением G. Функция $x(T)$ (27) в температурном представлении (рисунок 2) имеет куполообразную форму с вершиной в точке T_m в интервале постоянного распухания $D_{II}>0$. С увеличением G в этом интервале точка T_m перемещается в сторону высоких температур, что соответствует поведению функции распухания, установленной экспериментально.

Чтобы определить функцию распухания S и ее производную $\dot S$, надо иметь полное решение базовой системы (5): $C_i^*, C_\upsilon^*, C_j^*, C_k^*$, первое из которых C_i^* (22)-(24) известно. Решение C_υ^* может быть установлено аналогичным путем из уравнения (12), а искомые функции C_j^* и C_k^* из соотношения (9) – по известным функциям C_i^* и C_υ^*. Однако в дальнейшем с учетом «первого интеграла» (3) достаточно определить C_j^*, поскольку C_k^* можно пренебречь как малой величиной по сравнению с C_j^* ($C_k^*<<C_j^*$) из-за известного фактора преференса, обусловленного неравенством $E_{m\upsilon}>>E_{mi}$. Определив C_j^* из первого интеграла находим C_υ^*:

$$C_\upsilon^* \approx C_i^* + \sum C_j^*. \qquad (30)$$

Тогда функция распухания по известным C_i^*, C_υ^*, C_j^* ($j=1,2\ldots$) и дилатационным объемам определяется как

$$S=\left[C_i^*(\upsilon_i-|\upsilon_\upsilon|)+\sum C_j^*(\upsilon_j-|\upsilon_\upsilon|)\right]\cdot 100\ [\%], \qquad (31)$$

где υ_i, $|\upsilon_\upsilon|$, υ_j - дилатационные объемы междоузельных атомов, вакансий и j - захвата, соответственно. Дилатационные объемы составляют υ_i =1÷2 атомных объема, υ_ν = -(0.25÷0.5) атомных объема [13]. Дилатационный объем *i*- дефекта в j - захвате $\upsilon_j<\upsilon_i$, поскольку j-атом занимает квазиузловое положение.

Скорость распухания определяется производной *S* по времени

$$\dot S=\left[\dot C_i^*(\upsilon_i-|\upsilon_\upsilon|)+\sum \dot C_j^*(\upsilon_j-|\upsilon_\upsilon|)\right]\cdot 100\ [\mathrm{c}^{-1}]. \qquad (32)$$

Распухание S и ее производная по времени $\dot S$ являются функциями от двух независимых переменных - времени *t* и температуры облучения *T*. Вид данных функций, построенные на основе рассмотренных выше соотношений (18)-(24), должен соответствовать экспериментально установленным зави-

симостям $S_{экс}$ и $\dot{S}_{экс}$ (рисунки 3, 4). Здесь первая кривая представляет схематическую зависимость распухания от времени t при постоянной температуре облучения T, а вторая – зависимость скорости распухания от T при постоянном t.

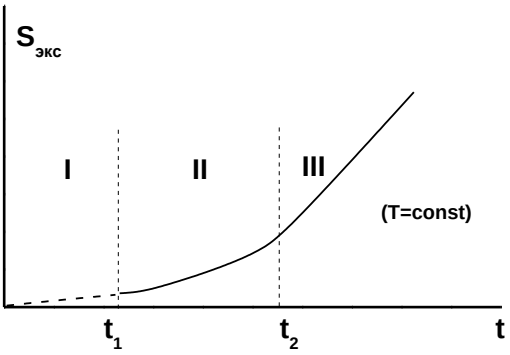


Рисунок 3. Схематическое представление экспериментально наблюдаемой зависимости распухания металлических материалов от времени облучения (дозы) при T=const [1,6]

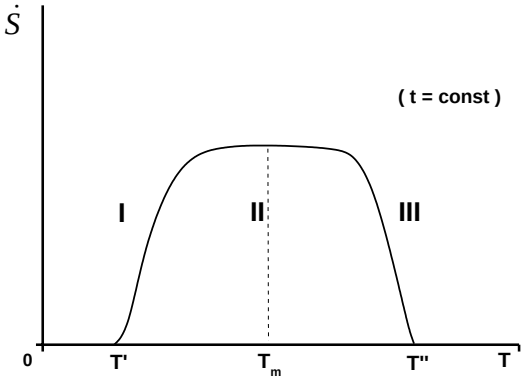


Рисунок 4. Схематическое представление экспериментально наблюдаемой зависимости скорости распухания $\dot{S}$ от температуры T при $t = const$ [1,6]

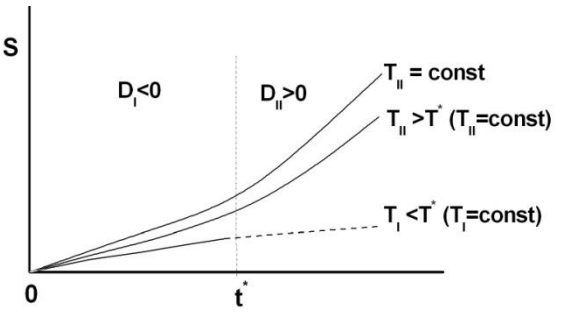


Рисунок 5. Графики аналитической зависимости функции распухания S от времени t для случаев $T_I < T^* \left(T_I = const \right)$, $T_{II} > T^* \left(T_{II} = const \right)$, $T_{II} \neq const$

Согласно первой схематической зависимости (рисунок 3) на кривой распухания обычно выделяются три временных периода: I – инкубационный, II – переходный, III – стационарного распухания [1]. Вторая схематическая зависимость, установленная экспериментально, относится к температурной зависимости скорости распухания $\dot{S}$ (рисунок 4). Обычно она изображается в виде кривой по форме близкой к куполообразной с тремя характерными областями, разделенными температурными точками T', T'' [1,6]. Соответствие экспериментальных зависимостей $S_{экс}$, $\dot{S}_{экс}$ аналитическим кривым S, $\dot{S}$ может быть доказано идентификацией последних на основе установленных зависимостей (18)-(24). Для первой зависимости функции распухания $S\left(\right)$ возможны следующие варианты кривых (рисунок 5). Здесь первая кривая определена в области $D_I < 0$ относительно низкой температуры $T_I < T^* \left(T_I = const \right)$ и является аналогом функции (23) с температурой $T_I \neq const$. Вторая кривая определена в двух областях $D_I < 0$, $D_{II} > 0$ с относительно высокой температурой $T_{II} > T^*$ ($T_{II} = const$) и является аналогом функции (24) с температурой $T_{II} \neq const$. Физический смысл кривых с $T_{II} = const$ и $T_{II} \neq const$ связан с политропизмом процессов: в случае $T_{II} = const$ имеет место изохорический процесс с постоянной температурой, в случае $T_{II} \neq const$ – изохорический процесс с постоянным давлением. Экспериментально в реакторе реализуется случай $T_{II} = const$, что обусловлено принудительным охлаждением с «выносом» тепла. Случай $T_{II} \neq const$ может быть реализован в модельных экспериментах (на ускорителях) при создании условий возрастания температуры, пропорционального изменению распухания и повреждающей дозы. Оба случая могут быть реализованы на практике, поэтому их объяснение представляет научный и технологический интерес.

Как показано на рисунке 5, кривые распухания в случае $T_{II} = const$ и $T_{II} \neq const$ отличаются незначительно, что обусловлено политропизмом родственных изохорических процессов с поддержанием почти постоянного физического объема. В связи с этим результаты аналитического расчета распухания в случае $T_{II} \neq const$ могут быть перенесены на случай $T_{II} = const$. Таким образом, диаграммы распухания $S_{экс}$ и $S_{теор}$ (рисунки 3, 5) можно считать топологически идентичными с учетом разделения области $D_I < 0$ на две подобласти инкубационного и переходного периодов, что будет осуществлено ниже.

Выделение инкубационного периода выполним с некоторым упрощением, которое позволило бы получить аналитически доступные результаты с одновременным сохранением основных свойств системы. С этой целью в уравнении (11) сохраним два главных параметра *b* и *d*, пренебрегая при этом па-

раметрами a и c, роль которых в инкубационном периоде, как начальной стадии накопления дефектов, мала.

Пусть $G \neq 0$, $R \neq 0$, $r_{jk} = 0$, $\partial n_{i\upsilon} / \partial C_{i\upsilon} = 0$. Тогда $a = c = 0$, $b = -R$, $d = G$. Этот случай отвечает накоплению i,ν -дефектов с участием процесса аннигиляции. При этом решение имеет вид:

$$x^* = C_i^* = \sqrt{G/R} \cdot \frac{\exp\left(2\sqrt{GR} \cdot t\right) - 1}{\exp\left(2\sqrt{GR} \cdot t\right) + 1}. \qquad (33)$$

Подставив это решение в (31), получим функцию S, позволяющую оценить время инкубационного периода t_1. С учетом порогового значения распухания $S_{пор} = 0.1\%$ получим

$$C_i^* \Rightarrow S = \left[C_i^* \ \upsilon_i - |\upsilon_\upsilon| \ + ...\right] \cdot 100\% = 0.1\% \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \sqrt{G/R} \cdot \frac{\exp\ 2\sqrt{GR} \cdot t_1 \ - 1}{\exp\ 2\sqrt{GR} \cdot t_1 \ + 1} \approx \frac{S_{пор}}{\upsilon_i - |\upsilon_\upsilon| \ \cdot 100}. \qquad (34)$$

Разложив в ряд с сохранением малых членов первого порядка, находим выражение для t_1

$$t_1 = \frac{1}{G} \frac{S_{пор}}{\left(\upsilon_i - |\upsilon_\upsilon|\right) \cdot 100}, \qquad (35)$$

которое имеет ясный физический смысл. Время накопления распухания до порогового значения обратно пропорционально скорости генерации дефектов G. Чтобы определить время t_2 переходного периода обратимся к решению (22), граничащему с областью постоянного распухания. Это решение с известной асимптотой $\sqrt{3G/R}$ имеет временную часть, содержащую математическую неопределенность вида ($\infty - \infty$), которую можно устранить сопоставлением с топологически подобным решением (33). Заменяя в (33) G на $3G$, решение (22) преобразуем к виду без математической неопределенности:

$$x = \sqrt{3G/R} \cdot \frac{\exp\left(2\sqrt{3GR} \cdot t\right) - 1}{\exp\left(2\sqrt{3GR} \cdot t\right) + 1}. \qquad (36)$$

Далее, выполнив аналогичные выше приведенным расчеты, получим t_2

$$t_2 = \frac{1}{3G} \frac{S_{пор}}{\left(\upsilon_i - |\upsilon_\upsilon|\right) \cdot 100}. \qquad (37)$$

Здесь t_2 – время, затрачиваемое на накопление повреждающей дозы до порогового значения в переходном периоде, которое в сумме с t_1 определяет общее пороговое значение времени t_n

$$t_n = t_1 + t_2 = \frac{4}{3G} \frac{S_{пор}}{\left(\upsilon_i - |\upsilon_\upsilon|\right) \cdot 100}, \qquad (38)$$

которое меньше времени t^* (рисунок 5) области $D_I < 0$, охватывающей инкубационный и переходный периоды. Здесь возможна и другая постановка задачи: определить функцию распухания S по известным G и t :

$$S = \frac{3}{4} Gt \cdot \left(\upsilon_i - |\upsilon_\upsilon|\right) \cdot 100 \ , \Rightarrow \ x_0\left(t\right) = \frac{3}{4} G \cdot t, \qquad (39)$$

где $t_n \le t \le t^*$, что дает возможность оценить величину S и $x_0\left(t\right)$ до периода постоянного распухания.

По второй зависимости (рисунок 4) представляет интерес показать соответствие экспериментальной $\dot{S}_{экс}$ теоретическому аналогу $\dot{S}$, определенному решениями (22)-(24). В отличие от первого графика на рисунке 3, здесь рассматривается температурная, а не временная зависимость, причем объектом исследования является не функция распухания, а ее производная по времени. Температурная зависимость отражает наиболее важные свойства системы и актуальна в технологическом аспекте. Переход от функции распухания к ее производной упрощает решение задачи, поскольку в этом случае отсекаются области с бесконечно медленным развитием процесса вакансионного насыщения. Однако топология зависимости функции распухания от температуры при этом не измениться. Разница будет лишь в том, что эта зависимость будет определяться для функции, измеренной в единице времени.

Важным доказательным фактором идентичности $S_{экс}$ и $S_{теор}$ является также обоснование ряда соотношений: $T' = T_{\min}$, $T'' = T_{\max}$ (рисунки 1 и 4) и их физический смысл в составе соотношения (25), рассмотренного выше. В основе этого лежит баланс пороговых значений температур:

$$\left.\begin{aligned} T_{\min} = 0.3T_{пл} = E_{m\upsilon} / \ k\sigma_\upsilon' \ \Rightarrow \\ \Rightarrow \sigma_\upsilon' = E_{m\upsilon} / \ k0.3T_{пл} \\ T_{mфч} = 0.6T_{пл} = \ E_{m\upsilon} + E_{f\upsilon} \ / \ k\sigma_\upsilon'' \ \Rightarrow \\ \Rightarrow \sigma_\upsilon'' = \ E_{m\upsilon} + E_{f\upsilon} \ / \ k0.6T_{пл} \end{aligned}\right\}, \qquad (40)$$

где $E_{m\upsilon} \sim 1.38$эВ – энергия миграции вакансий, $E_{f\upsilon} \sim 1.39$эВ – энергия образования вакансий [12,14], σ_υ' и $\sigma_\upsilon'' \sim \sigma_\upsilon$ – дисперсия (флуктуация) энергии вакансий, $T_{пл}$ – температура плавления образца ($T_{пл} \approx 1700^{o}$К для Ni). Здесь первое соотношение $E_{m\upsilon} / \left(\sigma_\upsilon'\right)$ выражает значение температуры начала миграции под воздействием энергии флуктуации, которая больше энергии $E_{m\upsilon}$ в σ_υ' раз. Второе соотношение $\left(E_{m\upsilon} + E_{f\upsilon}\right) / \left(\sigma_\upsilon''\right)$ выражает значение температуры отрыва вакансии с последующим удалением от поры под воздействием суммарной энергии флуктуации, которая больше

$E_{m\upsilon} + E_{f\upsilon}$ в σ''_υ раз. Оценочный расчет в (40) дает $\sigma'_\upsilon = 31.0$, $\sigma''_\upsilon = 31.6$, что свидетельствует об удовлетворительном согласии с экспериментом в рамках допустимых отклонений от среднего значения $\sigma_\upsilon = 31.3$.

Приведенные выше аналитические решения (22)-(24) и последующие соотношения (26)-(29) дают представление о куполообразности функции $\dot{S}$ и ее соответствии $\dot{S}_{экс}$. Основные положения этого соответствия состоят в следующем.

а) Сформулировано обоснование, и дан расчет (40) пороговых значений температур, определяющих экспериментально установленные границы области распухания.

б) Проведен расчет характеристических точек T^* и T^{**}, определяющих внутренний температурный интервал в пределах области ненулевых значений куполообразной функции $\dot{S}_{экс}$.

в) Определена характеристическая температура T^*, разделяющая весь температурный интервал на области так называемых относительно низких и относительно высоких температур. Показано, что в области относительно низких температур увеличение параметра G приводит к уменьшению распухания, тогда как увеличение G в области относительно высоких температур ведет к возрастанию распухания.

г) Установлено, что в области $D_{II} > 0$ функция $\dot{S}$ имеет куполообразную форму с вершиной, перемещающейся в сторону высоких температур при увеличении параметра G.

д) Показано, что длительность инкубационного периода возрастает с увеличением параметра G, или, что тоже самое, с увеличением температуры, поскольку имеет место зависимость $T = \eta G$.

Доказательство возможности образования нескольких максимумов распухания, наблюдаемых в ряде экспериментов [6,15], будет представлено ниже, наряду с обоснованием соотношения $T = \eta G$ (принципа изохоризма), постулированного в работе.

В начале параграфа 2 было показано, что если известно решение C_i^* и C_υ^* системы (5), то решение C_j^* и C_k^* может быть построено по формуле (9), причем $C_k^* << C_j^*$ вследствие того, что $r_k << r_j$ ($E_{m\upsilon} >> E_{mi}$). Учитывая, что $C_i^* = \chi G t$, после разложения в ряд с сохранением членов первого порядка, из (9) получим

$$C_j^* = C_{0j}\chi G r_j^0 r_j^T t^2/2 + \ldots;$$
$$\Rightarrow \dot{C}_j^* \approx C_{0j}\chi G r_j^0 r_j^T t;$$

или с учетом явного вида температурного параметра r_j^T (8)

$$C_j^* = C_{0j}\chi G r_j^0 r_{j\sigma}\, t^2/2 \cdot \exp\left(-\left(\frac{E_{mi}}{kT} + \frac{T - T_j}{2\sigma_i^2}^2\right)\right);$$
$$\dot{C}_j^* = C_{0j}\chi G r_j^0 r_{j\sigma} t \cdot \exp\left(-\left(\frac{E_{mi}}{kT} + \frac{T - T_j}{2\sigma_i^2}^2\right)\right). \quad (41)$$

Подставив (41) в (31) и (32), получим выражения для распухания S и скорости распухания $\dot{S}$ в области $D_{II} > 0$, состоящие из двух слагаемых с разными температурными центрами: $T_0 = T_i = T_a$ (18) и T_j (j = 1,2...) (24). Каждое слагаемое определяет свой температурный максимум. Так первому слагаемому принадлежит основной максимум с вершиной в точке T_m (рисунок 2), второму слагаемому – дополнительные максимумы для каждого $j = 1,2,\ldots$, которые могут группироваться в один, два и более общих максимумов. Если группы общих максимумов близки к основному, то образуется один главный максимум; если удалены, то кроме основного максимума возможны дополнительные, что наблюдается в ряде случаев экспериментально. Здесь представляется важным не формальная математическая сторона, а физический смысл, заложенный в понятие температурного центра, органически связанного с вероятностным подходом описания взаимодействия множества ансамблей дефектов в замкнутом физическом пространстве. Температурные центры – это температуры, наиболее благоприятные для развития рассматриваемых процессов: T_a – для процесса аннигиляции, T_i – для процесса кластеризации, T_j – для процесса j-захвата. Величина данных температур связана с энергией флуктуации квазихаотического движения, температурный эквивалент которой пропорционален энергии миграции *i,v* – дефектов.

А. Обоснование соотношения $T = \eta G$ принципа изохоризма также относится к проблеме вероятностной интерпретации процесса распухания. Объекты исследования на макроуровне даже в объеме отдельного зерна представляют огромное количество *i,v* – дефектов, которые можно рассматривать как континиум, заполненный множеством ансамблей частиц. С позиции квазиреального газа эти ансамбли - компоненты образуют газовую среду в ограниченном замкнутом физическом пространстве, где справедлив закон

$$PT^{\eta/1-n} = const, \quad (42)$$

где P – давление, T – абсолютная температура при $V = const$. Для изохорного процесса идеального газа $n = \pm\infty$, в случае квазиреального газа *i,v* –

дефектов показатель политропы n неизвестен. Полагая, что P напрямую связано с концентрацией повреждающей дозы Gt ($P \sim Gt$), где G – скорость генерации i,v – дефектов, t – время, соотношение (40) можно заменить функциональной зависимостью $T(P) \Rightarrow T(Gt)$, разложив которую в ряд Маклорена в нулевой точке и сохранив линейный член, получим:

$$T(Gt) = T(Gt)\Big|_0 + \frac{\partial T(Gt)}{\partial(Gt)}\Big|_0 \cdot Gt + \ldots \qquad (43)$$

где согласно закону изохорного процесса $T(Gt)\big|_0 = 0$. Таким образом, имеем

$$T\ Gt \approx \frac{\partial T\ Gt}{\partial\ Gt}\Big|_0 Gt$$
$$\text{или} \quad T\ Gt = \eta Gt, \quad \eta = \frac{\partial T\ Gt}{\partial\ Gt}\Big|_0 \qquad (44)$$

где η – тангенс угла наклона φ функции $T(Gt)$ к оси абсцисс (рисунок 6).

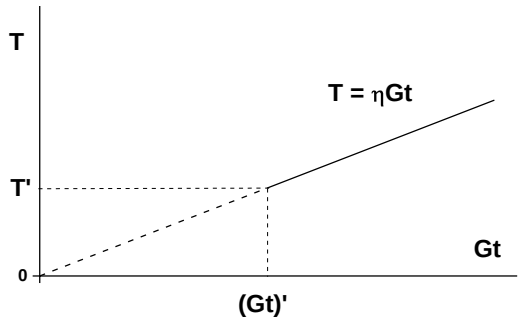


Рисунок 6. График зависимости температуры распухания T от концентрации i,v – дефектов Gt. Сплошная линия – экспериментально установленная часть линейной зависимости (например [15]), пунктирная – экстраполированная часть

На рисунке 6 температура T – функция двух независимых переменных G и t. Если $t = const$, то $T \sim G$, если $G = const$, то $T \sim t$. Первый случай $T \sim G$ рассмотрен в [15]. Здесь экспериментальная функция $T(G)$, построенная по точкам максимума распухания в зависимости от G, хорошо согласуется с (44).

Б. Степень влияния параметра c на значение функционала-дискриминанта можно оценить, проведя линеаризацию уравнения $D = 0$ по c. Получим

$$\frac{4}{27}\frac{b^3}{a^3} + \frac{d}{a} + \Delta(c) = 0; \quad \Delta(c) \to 0, c \to 0. \qquad (45)$$

Здесь $\Delta(c)$ – линейная поправка к выражению $D = 0$ и не отражается на функциональной топологии последнего, связанного с соотношением (18).

3. Оценочный расчет характеристик процесса распухания

Численный расчет функции распухания возможен комбинированным способом с элементами прямого и косвенного подхода к решению задачи, поскольку не все параметры известны заранее. Часть из них может быть определена из данных эксперимента (обратная задача). В результате эти параметры в сочетании с известными образуют полный набор параметров, позволяющих рассчитать искомое значение функции распухания (прямая задача). Например, к числу заданных параметров могут быть отнесены: G, E_{mi}, E_{mi}, E_{fv}, E_{Φ} (энергия флуктуации); $\upsilon_i, \upsilon_v, \upsilon_j$ – дилатационные объемы; $S_{пор}$ – пороговое значение распухания; $T \sim (0.3 \div 0.6)T_{пл}$ – температурный интервал распухания. Однако такие параметры как температурные центры T_a, T_j, T_k, T_i, T_υ; параметры флуктуации (дисперсии) - σ_i, $\sigma_\upsilon, \Sigma_j$, Σ_k, $\Sigma_i, \Sigma_\upsilon$; η – параметр изохоризма; T^*, T^{**} – характеристические температуры и, наконец, коэффициенты a-процесса кластеризации, b – аннигиляции, C_j – j-захвата относятся к параметрам, определяемым с учетом известных экспериментальных данных или специально поставленных опытов. Группы температурных параметров, по-видимому, могут быть установлены из экспериментов пострадиационного изохронного отжига отработанных реакторных материалов или из анализа степени распухания образцов, вырезанных на разных уровнях тепловыделяющей сборки.

Расчетная схема функции распухания и ее основных технологических параметров строится следующим образом. За исходную принимается точка с параметрами ($S_{экс}$, t^*), которые связаны с основным технологическим параметром G соотношением (39). Последнее в сопоставлении с (22) позволяет определить параметр R

$$C_{i\,экс} = S_{экс} \Big/ \left[\ \upsilon_i - |\upsilon_v|\ \cdot 100\right] = 3/4 \cdot G \cdot t^*;$$
$$x_0 = \sqrt{3G/R}; \qquad (46)$$
$$C_{i\,экс} = x_0 \Rightarrow R = 16/3 \cdot 1/\ Gt^{*2}\ .$$

По известному значению параметра R (46) можно определить следующий параметр $\partial n_i / \partial C_i$ в соответствии с формулой (18)

$$G = \frac{4}{27}\frac{R}{(\partial n_i/\partial C_i)} \Rightarrow \frac{\partial n_i}{\partial C_i} = \frac{8}{9}\frac{1}{G \cdot t^*}. \qquad (47)$$

Далее, подставив в уравнение функционала-дискриминанта (19) соотношения (46) и (47), после логарифмирования получим

$$-\frac{E_{m\upsilon}-E_{mi}}{kT}+\frac{T-T_0{}^2}{2\sigma_0^2}=0\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\ T-T_0{}^2=\frac{2\sigma_0^2}{kT}\ E_{m\upsilon}-E_{mi}\ \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \textit{полагая,что корни}\ T\sim T_0\Rightarrow \qquad (48)$$

$$\Rightarrow T-T_0=\pm\sqrt{\frac{2\sigma_0^2}{kT_0}\ E_{m\upsilon}-E_{mi}}\ \Rightarrow$$

$$\Rightarrow\begin{cases}T^{*}\approx T_0-\sqrt{2\sigma_0^2/\ kT\quad E_{m\upsilon}-E_{mi}}\\ T^{**}\approx T_0+\sqrt{2\sigma_0^2/\ kT\quad E_{m\upsilon}-E_{mi}}\end{cases}$$

где $T_0\sim T_a\sim T_i$, $\sigma_0=\sigma_i\sigma_\upsilon\Big/\sqrt{\sigma_\upsilon^2-\sigma_i^2}$. Корни (48) – это характеристические температуры T^{*} и T^{**}(рисунок 1), численные значения которых могут быть определены по известным параметрам σ_i, σ_υ, E_{mi}, $E_{m\upsilon}$, $T_0\sim T_a\sim T_i$, приведенным в таблице 1.

Технологический параметр η может быть определен только экспериментальным путем. Как отмечалось ранее, аналогичный параметр для реального газа - это экспериментально устанавливаемая величина. Возможности определения η связаны с куполоообразной функцией (27) в области $D_{II}>0$ (рисунок 2). Данная функция с учетом (46), (47) в нормированном представлении (27) имеет вид :

$$\text{I)}\quad x\ T\ =\chi G\cdot t=\frac{3}{2}\frac{T}{\eta}\cdot t\times\left(1-\frac{1}{2}\cdot\exp\ E_2\ T_2\ -E_2\ T_{N2}\ \right)\ \text{или}$$

$$\text{II)}\quad x\ T\ =\chi G\cdot t=\frac{3}{2}G\cdot t\times\left(1-\frac{1}{2}\cdot\exp\ E_2\ T_2\ -E_2\ T_{N2}\ \right),\ G=T/\eta \qquad (49)$$

где

$$E_2\left(\overline{T}\right)=-\frac{E_{m\upsilon}-E_{mi}}{kT}+\frac{\left(T-T_0\right)}{2\sigma_0^2},$$

$$E_2\left(T_{N2}\right)=-\frac{E_{m\upsilon}-E_{mi}}{kT_{N2}}+\frac{\left(T_{N2}-T_0\right)}{2\sigma_0^2}.$$

Функции $(49)^{\text{I}}$, $(49)^{\text{II}}$ эквивалентны. Однако если их исследовать на экстремум по температуре ($\partial x\left(T\right)/\partial T=0$), то они дают разные результаты, что противоречит эквивалентности. Данное противоречие снимается, если принять экспериментально установленное соотношение (29) $G_m=T_m/\eta$ и, подставить его в $(49)^{\text{I}}$. Последнее преобразуется к виду $(49)^{\text{II}}$ при $G=G_m$. В итоге из первого уравнения невозможно определить температуру экстремума T_m, поскольку η неизвестна, из второго уравнения - также невозможно, поскольку теперь уже неизвестна G_m. Показанная неопределенность устраняется экспериментальным соотношением (29). При этом уравнение, связывающее η с параметрами системы, раскрывает заложенные закономерности и их физический смысл. Например, $(49)^{\text{I}}$ позволяет рассчитать функцию концентрации C_i, а также функции распухания S и ее производную $\dot{S}$ в температурно-временном пространстве. Кроме того, представляется важным то, что $(49)^{\text{II}}$ дает оценочный расчет параметра η в пределах допустимого приближения. С этой целью исследуем $(49)^{\text{II}}$ на экстремум при условии $G=const$:

$$\frac{\partial x\ T}{\partial T}\sim\frac{E_{m\upsilon}-E_{mi}}{kT^2}+\frac{T-T_0}{\sigma_0^2}=0\Rightarrow$$

$$\Rightarrow T=T_0-\frac{\sigma_0^2}{kT^2}\ E_{m\upsilon}-E_{mi}\ \Rightarrow \qquad (50)$$

$$\Rightarrow\left(\begin{matrix}\textit{полагая,что}\\ \textit{корень}T\sim T_0\end{matrix}\right)\Rightarrow T_m\approx T_0-\frac{\sigma_0^2}{kT_0^2}\ E_{m\upsilon}-E_{mi}$$

Из сопоставления с (48) следует: $T_m>T^{*}$, т.е. экстремальная точка лежит правее характеристической температуры T^{*} (рисунок 2). Далее, полагая, что $G\sim G_m$, получим

$$T_m/G\sim T_m/G_m\approx\eta_{meop}=const, \qquad (51)$$

где η_{meop} – оценочное значение параметра изохоризма. Из (51) видно, что в рамках принятого приближения G_m и T_m связаны прямой пропорциональной зависимостью. Из этого следует, что согласно (50) параметр T_0 зависит от G_m в сторону увеличения, т.е. $T_0\left(G_m\right)$. Кроме того, согласно $(49)^{\text{II}}$ увеличение G_m влечет за собой рост $x\left(T\right)$ или рост величины S. Таким образом, увеличение скорости генерации приводит к увеличению максимума распухания и его сдвигу в сторону высоких температур, что отвечает экспериментально наблюдаемой закономерности [4].

С целью оценочных расчетов функции распухания в области относительно низких температур $D_I<0$ ($T_{\min}$, T^{*}) и в области относительно высоких температур $D_{II}>0$ (T^{*}, T^{**}) функции концентрации $x_0\left(T\right)$ (26) и $x\left(T\right)$(27) дополним соотношениями (46) и (47), которые не зависят от температуры :

$$\left(R=\frac{16}{3}\frac{1}{Gt^{*2}}\right)\Rightarrow R^0R_\sigma;$$

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial C_i}=\frac{8}{9}\frac{1}{Gt^{*}}\right)\Rightarrow\left(\frac{\partial n_i}{\partial C_i}\right)_0\left(\frac{\partial n_i}{\partial C_i}\right)_\sigma. \qquad (52)$$

Функции (26), (27), состыкованные на границе инкубационно-переходного периода и периода стационарного распухания (на бифуркационной поверхности) имеют вид

$$x_0(T) = \frac{3}{4}Gt^* \cdot \exp\left[E_1(T) - E_1(T_{\min})\right], \quad T_{N1} = T_{\min} \qquad (53)$$

$$x(T) = \frac{3}{4}Gt \cdot \left[1 - \frac{1}{2}\exp\left[E_1(T) - E_1(T_{\min})\right]\right], \quad T_{N2} = T_m \qquad (54)$$

где

$$E_1(T) = \frac{E_{m\upsilon} + E_{mi}}{2kT} + \frac{(T - T_0)}{4\sigma^{*2}},$$

$$E_1(T_{\min}) = \frac{E_{m\upsilon} + E_{mi}}{2kT_{\min}} + \frac{(T_{\min} - T_0)}{4\sigma^{*2}},\ T_{\min} < T < T^*;$$

$$E_2(T) = -\frac{E_{m\upsilon} - E_{mi}}{kT} + \frac{(T - T_0)}{2\sigma_0^2},$$

$$E_2(T_m) = -\frac{E_{m\upsilon} - E_{mi}}{kT_m} + \frac{(T_m - T_0)}{2\sigma_0^2},\ T^* < T < T_m.$$

Первая функция убывающая: $x_0(T_{\min}) > x_0(T^*)$, так как в экспоненциальном множителе $E_1(T) < E_1(T_{\min})$. Вторая функция, рассмотренная выше, куполообразной формы с вершиной в точке T_m (50) имеет в интервале (T^*, T_m) возрастающую ветвь $E_2(T) < E_2(T_m)$. Соответственно в первом случае концентрация (распухание) – это функция, убывающая с ростом G, или то же самое – с увеличением T ($G = T/\eta$), а во втором случае – возрастающая. О степени нарастания или убывания функций можно судить по величине тангенса угла наклона в рассматриваемых интервалах температур (рисунок 2)

$$tg\alpha_0 = \frac{x_0(T^*) - x_0(T_{\min})}{T^* - T_{\min}} \approx -\frac{3}{4}\cdot\frac{Gt^*}{T^* - T_{\min}};$$
$$tg\alpha_m = \frac{x_0(T_m) - x_0(T^*)}{T_m - T^*} \approx \frac{3}{2}\cdot\frac{Gt}{T_m - T^*},\quad t \ge t^* \qquad (55)$$

где $tg\alpha_0$ и $tg\alpha_m$ – средние значения тангенсов. В первом случае $tg\alpha_0 < 0$, $\pi/2 < \alpha_0 < \pi$, во втором случае $tg\alpha_m > 0$, $0 < \alpha_m < \pi/2$,. Таким образом, (53) и (54) объясняют экспериментально наблюдаемый факт убывания и нарастания функции $\dot{S}$ в соответствующих температурных интервалах (рисунок 2).

При изменении параметра $G \to G'$, где $G < G'$, функции (53) и (54) будут смещаться, как показано на рисунке 7. При этом максимум кривой сместится по оси абсцисс в сторону высоких температур в соответствие с (51) на $\Delta T_m = T'_m - T_m = \eta(G' - G)$ и по оси ординат в сторону увеличения на $\Delta x(T_m) = x(T'_m) - x(T_m) = 3/4\,(G' - G)\,t_m$, где G, G' и t_m - экспериментально заданные величины.

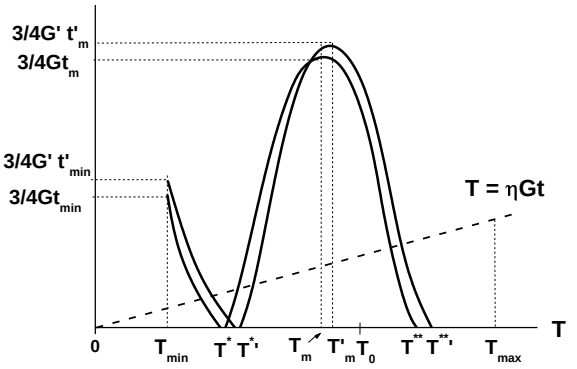


Рисунок 7. Графики смещений нормированных функций $x_0(T)$ и $x(T)$ от скорости генерации дефектов G

В случае, когда $G = 10^{-7}$сна/с, $G' = 11\times10^{-7}$сна/с, $t_m = 10^5$с и $\eta = 10^6$ °К/(сна·с) получим $\Delta T_m = 1$ °К, $\Delta x(T_m) \approx 0.1$. Используя решение (53), можно объяснить экспериментальный факт увеличения продолжительности инкубационного периода при повышении температуры

$$t = \frac{x_{0\ пор}}{3/4G}\cdot\exp\left[E_1(T_{\min}) - E_1(T)\right],\quad T_{\min} < T < T_0. \qquad (56)$$

Здесь возможны два практически важных случая:

1) если известно распухание $S^{изв} \sim x_0^{изв}$ и время $t^{изв}$, в течение которого оно происходит в инкубационно-переходном периоде, то из (53) можно вычислить температуру распухания T:

$$x_0^{изв} = \frac{3}{4}G\cdot t^{изв}\cdot\exp\left[E_1(T) - E_1(T_{\min})\right] \Rightarrow$$
$$\Rightarrow \exp\left[E_1(T_{\min}) - E_1(T)\right] = \frac{3}{4}\frac{Gt^{изв}}{x_0^{изв}}\cdot \qquad (53)^{\mathrm{I}}$$

2) если известно распухание $S^{изв} \sim x_0^{изв}$ и температура $T^{изв}$, при которой оно развивается во время инкубационно-переходного периода, то из (53) можно вычислить время распухания t:

$$x_0^{изв} = \frac{3}{4}G\cdot t\cdot\exp\left[E_1(T^{изв}) - E_1(T_{\min})\right] \Rightarrow$$
$$\Rightarrow t = \frac{4}{3}\frac{x_0^{изв}}{G}\cdot\exp\left[E_1(T_{\min}) - E_1(T^{изв})\right] \qquad (53)^{\mathrm{II}}$$

Пример первый. Дано $x_0 = 10^{-2}$, $t^* = 10^8$с. Определить T. После логарифмирования $(53)^{\mathrm{I}}$ получим

$$E_1\ T_{\min}\ - E_1\ T\ = \ell n\left(\frac{3}{4}\frac{Gt^*}{x_0^{\ *}}\right)\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\begin{pmatrix}\textit{полагая, что}\\ T\sim T_{\min}\end{pmatrix}\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\ T-T_0^{\ 2}\approx\ T_{\min}-T_0^{\ 2}-4\sigma^{*2}\ell n\left(\frac{3}{4}\frac{Gt^*}{x_0^{\ *}}\right)\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\begin{pmatrix}\textit{для положитель}\ -\\ \textit{ного корня}\end{pmatrix}\Rightarrow$$

$$\Rightarrow T\approx T_{\min}+\frac{A}{2}\frac{1}{T_0-T_m}$$

где

$$A=4\sigma^{*2}\ell n\left(\frac{3}{4}\frac{Gt^*}{C_{0\,\textit{нор}}}\right).$$

Если известно, что $t^*=10^8$с, $\sigma^{*2}=13^2$, G=10^{-7}сна/с, $C_{0\,\textit{нор}}=10^{-2}$, $T_{\min}=510^{\circ}$К получаем $T_*\approx$ 510+12 = 522°К.

Пример второй. Дано $C_{0\,\textit{нор}}=10^{-3}$, $T_*=522^{\circ}$К. Определить t. Из $(53)^{\text{II}}$ получим

$$t=\frac{4}{3}\frac{C_{0\,\textit{нор}}}{G}\cdot\exp\left(E_1(T_{\min})-E_1(T_*)\right),$$

где

$$E_1(T_*)=\frac{E_{m\upsilon}+E_{mi}}{2kT_*}+\frac{(T_*-T_0)^2}{4\sigma^{*2}},$$

$$E_1(T_{\min})=\frac{E_{m\upsilon}+E_{mi}}{2kT_{\min}}+\frac{(T_{\min}-T_0)^2}{4\sigma^{*2}},$$

$$t^*=10^8\text{с},\ \sigma^{*2}=13^2,\ G=10^{-7}\ \text{сна/с},$$

$$T_{\min}=510^{\circ}\text{К}\Rightarrow t^*=2\cdot10^8\text{с}.$$

Выражение (41), относящееся к функции концентрации C_j^* захвата $i-$дефектов $j-$стоками, имеет свой температурный центр T_j $(j=1,2\ldots)$. Однако в результате взаимодействия с функцией $C_i^*=\chi Gt$ (54), так как $C_j^*=C_i^*C_j^0$,где $C_j^0=C_{0j}r_j^0r_{j\sigma}\,t/2\cdot\exp\left(-E_{mi}/(kT)+(T-T_j)^2/(4\sigma_i^2)\right)$, температурный центр T_j сме-щается в сторону меньших значений на ΔT_j, что можно установить исследованием (41) на максимум (max)

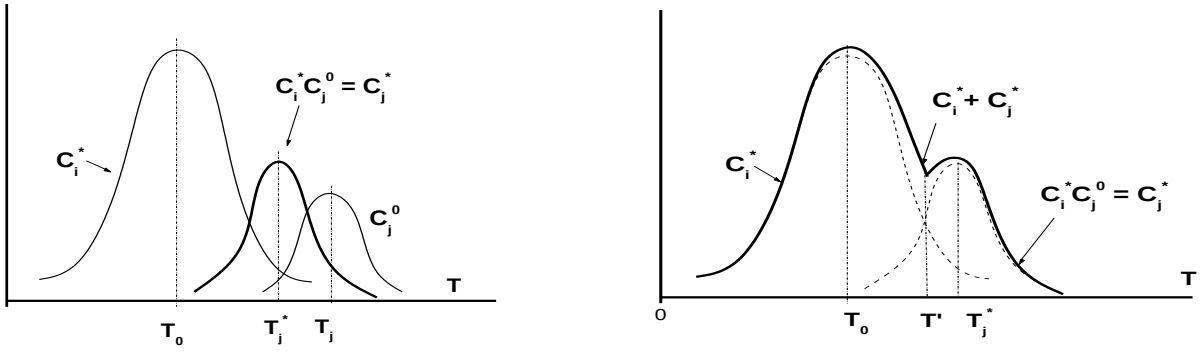
$$\Delta T_j=T_j-T_j^*\approx\frac{\sigma_i^2}{\sigma_0^2}\cdot\frac{\exp(A)}{1+\exp(A)}2(T_j^*-T_0),$$

$$A=\frac{(T_j^*-T_0)}{2\sigma_0^2},\ B=\frac{(T_j^*-T_0)}{2\sigma_i^2},$$

или пренебрегая единицей в знаменателе

$$\Delta T_j=T_j-T_j^*\approx\sigma_i^2/\sigma_0^2\ (T_j^*-T_0)\ \Rightarrow$$
$$\Rightarrow\ T_j-T_j^*\ /\ T_j^*-T_0\ \approx\sigma_i^2/\sigma_0^2,\ T_j>T_0\qquad(57)$$

где T_j^* – новый температурный центр функции C_j^* (41). Он расположен внутри интервала (T_0,T_j) ближе к точке T_j, поскольку $\sigma_i^2/\sigma_0^2<1$ (рисунок 8а).



а **б**

Рисунок 8. Графики а) произведения функций C_j^* и C_j^0 с экстремальными точками T_0, T_j и точкой максимума T_j^* функции-произведения $C_j^*\cdot C_j^0$; б) суммы функций C_i^*, C_j^* с экстремальными точками T_0, T_j^* и точкой минимума T' функции-суммы $C_i^*+C_j^*$

Для случая сложения двух функций C_i^* (54) и C_j^* (41) экстремальная точка (минимум) находится между T_0 и T_j^* со смещением $\Delta T'$:

$$\Delta T'=T'-T_0\approx\frac{\sigma_0^2}{\sigma_i^2}\frac{r_t\cdot\exp(B)\cdot(+1/2\cdot\exp(A))}{1/2\cdot\exp(A)\cdot(+r_t\cdot\exp(B))}(T_j^*-T'),$$

$$A=\frac{(T'-T_0)}{2\sigma_0^2},\ B=-\frac{(T'-T_j^*)}{2\sigma_i^2},\ r_t=C_{oj}r_j^0r_{j\sigma}\,t/2,$$

$$r_{j\sigma} = 1\Big/\sqrt{2\pi\left(\sigma_i^2 + \Sigma_j^2\right)}$$

или, пренебрегая единицами в скобках, получим

$$\begin{aligned} &\Delta T' = T' - T_0 = \sigma_0^2/\sigma_i^2 \;\; T_j^* - T' \;\Rightarrow \\ &\Rightarrow \; T' - T_0 \;\Big/\; T_j^* - T' \; = \sigma_0^2/\sigma_i^2 \,,\; T_j^* > T_0 \end{aligned} \qquad (58)$$

где T' – минимум (min) суммы (рисунок 8б). Он расположен внутри интервала $\left(T_0, T_j^*\right)$ ближе к точке T_j^*, поскольку $\sigma_0^2/\sigma_i^2 > 1$ (с той лишь разницей, что в первом случае речь идет о max, а во втором – о min).

В зависимости от величины интервалов $\left(T_0, T_j^*\right)$ ($j = 1,2\ldots$) возможны разные случаи топологии функций распухания, содержащих 1,2 и более максимумов, один размытый максимум с небольшой седловиной и пр.

Примечание: С целью упрощения математических выкладок, соотношения (57) и (58) получены при сохранении главных экспоненциальных компонент без рассмотрения нормирующего множителя и функции Больцмана, роль которых при исследовании на максимум не существенна.

Экспериментально установленное соотношение (25) интервала допустимых значений температур распухания позволяет решить две важных задачи, первая из которых относится к определению значений $T_{\min}$ и $T_{\max}$ на основе экспериментальных параметров $E_{m\upsilon}$ и $E_{f\upsilon}$, вторая – к установлению численного значения параметра флуктуации (дисперсии) σ_υ, играющего ключевую роль в процессе взаимодействия ансамблей i, ν – дефектов.

1. Составляется баланс пороговых температур $T_{\min}$ и $T_{\max}$ с учетом температурных эквивалентов энергии флуктуации $T_{\Phi\upsilon} = E_{m\upsilon}/\left(k\sigma_\upsilon\right)$, $T_{\Phi\upsilon} = E_{f\upsilon}/\left(k\sigma_\upsilon\right)$

$$\begin{aligned} &T_{\min} = 0.3T_{пл} = T_{\Phi\upsilon} = E_{m\upsilon}\Big/\; k\sigma_\upsilon \;\Rightarrow \\ &\Rightarrow \sigma'_\upsilon = E_{m\upsilon}\Big/\; k\cdot 0.3T_{пл} \\ &T_{\max} = 0.6T_{пл} = T_{\Phi\upsilon} + T_{\Phi f} = \; E_{m\upsilon} + E_{f\upsilon} \;\Big/\; k\sigma_\upsilon \;\Rightarrow \\ &\Rightarrow \sigma''_\upsilon = \; E_{m\upsilon} + E_{f\upsilon} \;\Big/\; k\cdot 0.6T_{пл} \end{aligned} \qquad (59)$$

2. Определяется среднее значение параметра σ_υ

$$\left(\sigma_\upsilon\right)_{ep} = \left(\sigma'_\upsilon + \sigma''_\upsilon\right)\big/2 \Rightarrow \sigma_\upsilon = \left(\sigma_\upsilon\right)_{ep}, \qquad (60)$$

Исходные параметрические данные и оценочные расчетные значения характеристик процесса распухания, полученные в данной работе, представлены в таблицах 1 и 2, соответственно. На рисунке 9 приведена структурно-логическая схема континуального подхода.

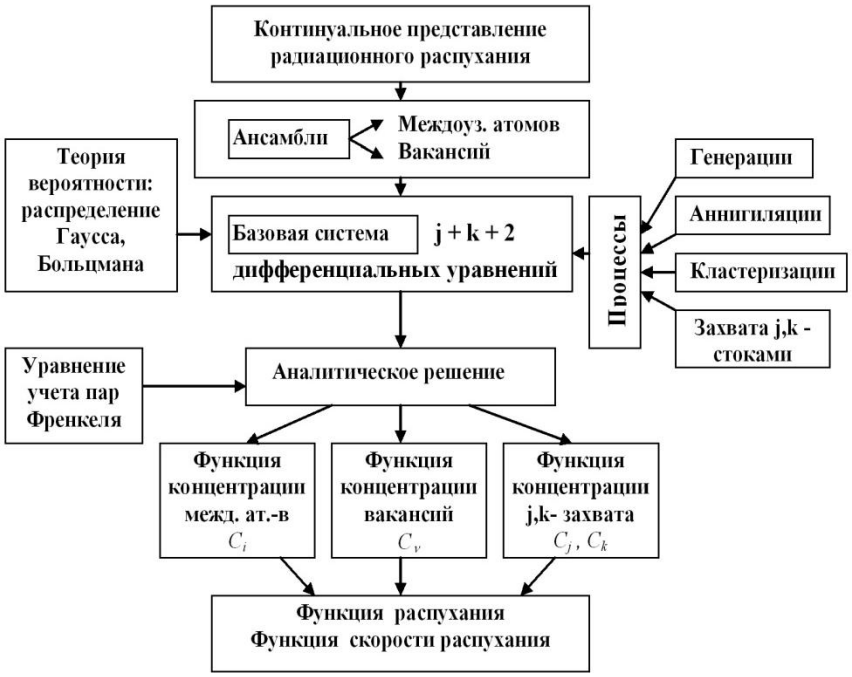


Рисунок 9. Структурно-логическая схема континуального подхода

Таблица 1. Исходные данные для расчета температурно-временных характеристик процесса распухания

1	Облучение:	нейтроны
2	Исследуемые материалы:	аустенитные стали
3	Скорость генерации точечных дефектов G (сна/с)	$\sim 10^{-8} \div 10^{-6}$
4	Дилатационный объем (в ед. ат.объема) Междоузельных атомов υ_i	~ (1÷2)

	j-захвата υ_j $\upsilon_j \le \upsilon_i$ вакансий υ_ν ~ (0.25÷0.5)
5	Пороговое значение распухания $S_{ПОР}$ (%) ~0.1
6	Время инкубационно-переходного периода $\Phi_I < 0$, t^* (с) ~10^8
7	Температурная область распухания (0.3÷0.6) $T_{пл}$ (^{o}K) ~510÷1020 Температура плавления $T_{пл}$ (^{o}K) 1700
8	Температурный центр T (^{o}K) : аннигиляции i,ν – деф.-в T_a ~700 кластеризации i,ν – деф.-в T_i , T_υ $T_i \sim T_\upsilon \sim T_a$ j,k – захвата i,ν – деф.-в T_j , T_k $T_j \sim T_k \ge T_a$ $T_0 \sim T_a \sim T_i$
9	Дисперсия (флуктуация) σ^2 , Σ^2 >0.27 ^{2} i – деф.-в $\sigma_i^2 < \sigma_\upsilon^2$ σ_i^2 ~ 15^2 ν – деф.-в σ_υ^2 $\sigma_\upsilon^2 \sim \sigma_{\upsilon ср}^2 \sim 31.3$ аннигиляции i,ν – деф.-в Σ_a^2 $\Sigma_a^2 < \sigma_i^2$ кластеризации i,ν – деф.-в Σ_i^2 , Σ_υ^2 $\Sigma_i^2 < \Sigma_\nu^2 < \sigma_i^2$ j,k – захвата i,ν – деф.-в Σ_j^2 , Σ_k^2 $\Sigma_j^2 < \Sigma_k^2 < \sigma_i^2$ $\sigma_0 = \sigma_i\sigma_\nu \Big/ \sqrt{\sigma_\nu^2 - \sigma_i^2}$, $\sigma_0 > \sigma_i$ $\sigma_0^2 \sim 17^2$ $\sigma^* = \sigma_i\sigma_\nu \Big/ \sqrt{\sigma_\nu^2 + \sigma_i^2}$, $\sigma^* > \sigma_i$ $\sigma^{*2} \sim 13^2$
10	Энергия миграции и образования точечных дефектов, (эВ) i – дефектов E_{mi} ; E_{fi} 0.15 ; 4.08 ν – дефектов $E_{m\upsilon}$; $E_{f\upsilon}$ 1.38 ; 1.39
11	Энергия флуктуации i – дефектов $E_\Phi \sim \sigma_i E_{mi}$ $\sigma_i \cdot 0.15$ ν – дефектов $E_\Phi \sim \sigma_\upsilon E_{m\upsilon}$ $\sigma_\upsilon \cdot 1.38$
12	Температурный эквивалент $T_{экв}$ (^{o}K) энергии флуктуации i – дефектов $T_{экви} \sim E_{mi}/k\sigma_i$ $\sim 1740/\sigma_i$ ν – дефектов $T_{эквυ} \sim E_{m\upsilon}/k\sigma_\upsilon$ $\sim 16000/\sigma_\upsilon$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вероятностный подход к решению проблемы радиационного распухания, предложенный в данной работе, с феноменологических позиций описывает континуальное (в температурно-временном пространстве) взаимодействие ансамблей i,ν – дефектов в замкнутом, почти не меняющемся объеме. Основой подхода служит базовая система $j+k+2$ - дифференциальных уравнений первого порядка, согласующихся с основными положениями теории вероятности. Соблюдается правило непрерывного учета пар Френкеля (первый интеграл числа частиц) с учетом главных процессов G-генерации i,ν – дефектов, аннигиляции, динамической кластеризации и захвата дефектов j,k – стоками. В выражения для коэффициентов процессов аннигиляции, кластеризации и захвата в базовой системе, как и в решения системы, входят функции плотности вероятности нормального распределения Гаусса и энергети-энергетического распределения Больцмана.

Таблица 2. Оценочные значения характеристик процесса распухания

№	Величина	Расчетная формула	Оценочное значение
1.	Параметр аннигиляции	$R=\frac{16}{3}\frac{1}{Gt^{*2}}$ (46)	$5.3\cdot10^{-9}$ [сна/с]
2.	Параметр кластеризации	$\frac{\partial n_i}{\partial C_i}=\frac{8}{9}\cdot\frac{1}{Gt^*}$ (47)	0.09
3.	Характеристические температуры	$T^*=T_0-\sqrt{2\sigma_0^2/\left(kT_0\right)\left(E_{m\upsilon}-E_{mi}\right)}$ $T^{**}=T_0+\sqrt{2\sigma_0^2/\left(kT_0\right)\left(E_{m\upsilon}-E_{mi}\right)}$ (48)	T^* = 700-108=592 [°K] T^{**} = 700+108=808
4.	Экстремальная температура	$T_m=T_0-\sigma_0^2/\left(kT_0\right)\left(E_{m\upsilon}-E_{mi}\right)$ (50)	T_m =700-8.53=691 [°K]
5.	Параметр изохоризма	$\eta_{meop}=T_m/G_m$ (51)	6.91×10^5 °K/(сна· с)]
6.	Характеристики убывания и возрастания функции распухания	$tg\alpha_0=\frac{x_0\left(T^*\right)-x_0\left(T_{\min}\right)}{T^*-T_{\min}}\approx-\frac{3}{4}\cdot\frac{Gt^*}{T^*-T_{\min}}$; $tg\alpha_m=\frac{x_0\left(T_m\right)-x_0\left(T^*\right)}{T_m-T^*}\approx\frac{3}{2}\cdot\frac{Gt}{T_m-T^*}$ (55)	-0.069 0.085
7.	Определение смещения максимума функции $x\left(T\right)$ при G , G' = 10^{-7}, 1.1×10^{-6}сна/с, t_m = 10^5с, η = 10^6 °K/(сна·с)	$\Delta T_m=\eta\left(G'-G\right)$ $\Delta x\left(T_m\right)=3/4\left(G'-G\right)t_m$	~ 1.0 [°K] ~ 0.1
8.	Зависимость длительности инкубационного периода от T	$t=\frac{\left(t_0\right)_{нор}}{3/4G}\times\exp\left(E_1\left(T_{\min}\right)-E_1\left(T\right)\right),\ T_{\min}<T<T_0$ (56)	t ~ T
9.	Определение T по известным $\left(t_0\right)$ =10^{-2}, t^* =10^8с из (53)[I]	$E_1\left(T_{\min}\right)-E_1\left(T\right)=\ell n\left(\frac{3}{4}\frac{Gt^*}{\left(t_0\right)}\right)$	T^* = 522 [°K]
10.	Определение t по известным $\left(t_0\right)_{нор}$ =10^{-3}, T_* =522°K из (53)[II]	$t=\frac{4}{3}\frac{\left(t_0\right)_{нор}}{G}\cdot\exp\left(E_1\left(T_{\min}\right)-E_1\left(T_*\right)\right)$	t_* = $2\cdot10^8$ [с]
11.	Сдвиг температурного центра T_j^* относительно T_0 и T_j	$\Delta T_j=T_j-T_j^*\approx\sigma_i^2/\sigma_0^2\left(T_j^*-T_0\right)\Rightarrow$ $\left(T_j-T_j^*\right)/\left(T_j^*-T_0\right)\approx\sigma_i^2/\sigma_0^2$ <1 (57)	$\frac{\sigma_i^2}{\sigma_0^2}=0.58$
12.	Сдвиг температур. минимума T' относительно T_0 и T_j^*	$\Delta T'=T'-T_0=\sigma_0^2/\sigma_i^2\left(T_j^*-T'\right)\Rightarrow$ $\left(T'-T_0\right)/\left(T_j^*-T'\right)=\sigma_0^2/\sigma_i^2$ >1 (58)	$\frac{\sigma_0^2}{\sigma_i^2}=1.7$
13.	Определение σ_ν по нижней $T_{\min}$ и верхней $T_{\max}$ границам температурного интервала	$\sigma_\upsilon'=E_{m\upsilon}/\left(k\cdot0.3T_{пл}\right)$ $\sigma_\upsilon''=\left(E_{m\upsilon}+E_{f\upsilon}\right)/\left(k\cdot0.6T_{пл}\right)$ (59)	31.0 31.6
14.	Определение σ_ν	$\sigma_\nu=\left(\sigma_{\nu\ ep}\right)=\left(\sigma_\nu'+\sigma_\nu''\right)/2$, (60)	31.3

Основным результатом вероятностного подхода является адекватность физических характеристик, полученных в результате аналитического расчета, их экспериментально определяемым аналогам и закономерностям. К числу таких характеристик относятся следующие: зависимость скорости распухания от G в области относительно низких и относительно высоких температур; зависимость продолжительности инкубационного периода от температуры; увеличение максимального распухания и его смещение в сторону высоких температур при повышении G; обоснование температурного интервала возможного распухания, а также возможности появления двух и более максимумов распухания и т.д. Полученные результаты могут свидетельствовать в пользу достоверности предлагаемого подхода.

Ключевыми показателями вероятностного подхода являются аналитическое обоснование и количественная оценка характеристических температур T^* и T^{**}, экстремального значения температуры T_m, тангенса угла наклона функции распухания $tg\alpha_0$ и $tg\alpha_m$, температурного минимума суммы кривых распухания, обоснование и расчет флуктуации (дисперсии) вакансий σ_υ и связанных с ней величин σ^*, σ_0

; решение задачи определения одного из трех параметров t, T, S по двум известным точкам в области инкубационно-переходного периода распухания; оценка величины параметра изохоризма η и пр. Данные результаты получены в пределах коридора допустимых значений для экспериментально измеряемых величин и представляют практический интерес.

Существенная новизна вероятностного подхода заключается в континуальном представлении процесса распухания, что отличает его от известных градиентных диффузионных подходов, связанных с законом диффузии *i,v* – дефектов и, соответственно, с элементами дискретного макро-представления эволюции процесса распухания. Другим существенным нововведением является распространение на систему взаимодействующих *i,v* – дефектов закономерности изохорного процесса квазиреального газа - так называемый принцип изохоризма.

Полученные оценочные результаты для ряда показателей, характеризующих процесс распухания, по порядку величины согласуются с известными из литературы экспериментальными данными. При этом расчет производится на основе аналитических формул и не требует проведения численных итерационных процедур и использования вычислительной техники, которое неизбежно в случае модельных диффузионных подходов. Предлагаемое исследование представляет научный интерес в плане решения как прикладных задач радиационного распухания, так и прогнозирования технологических процессов для реакторных объектов

Литература

1. Кадыржанов, К.К Распухание реакторных материалов при высокодозном облучении / К.К.Кадыржанов, Э.С.Айтхожин, Е.В.Чумаков и др. - Алматы. 2003.- Препринт №23. – 70с.
2. Зеленский, В.Ф. Радиационные дефекты и распухание материалов /В.Ф.Зеленский, И.М. Неклюдов, Т.П.Черняева.- Киев: Наукова Думка.-1988.-296с.
3. Воеводин, В.Н. Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов / В.Н.Воеводин, И.М.Неклюдов.- Киев:Наукова Думка. – 2006.-375с.
4. Неустроев, В.С. Низкотемпературная радиационная повреждаемость аустенитных сталей, облученных в исследовательских и энергетических реакторах: Дисс. докт.техн.наук: 01.04.07 / Неустроев Виктор Степанович.– М, 2006.-231с.
5. Gossele, U. Nucleation and growth of voids by radiation. III. The role of sink strengths in the kinetics of swelling / U.Gossele, R.M.Mayer// J. Nucl.Mater.-1980.-V.95.-P.64-74.
6. Иванов, Л.Н. Радиационная физика металлов и ее приложения / Л.Н.Иванов, Ю.М.Платов . – М.:Интерконтакт. Наука.- 2002.- 296 с.
7. Матвеев, А.Н. Молекулярная физика / А.Н.Матвеев. – М.:Высшая школа. – 1981.-400с.
8. Яворский, Б.М., Детлаф, А.А. Справочник по физике. – М.:Наука. - 1968. - 940с.
9. Гмурман, В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика/ В.Е.Гмурман. – М.Высшая школа.-2001.-479с.
10. Корн, Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Г.Корн, Т.Корн .- М.:Наука.-1970.-720с.
11. Cawthorne, C. Voids in irradiated stainless steel / C.Cawthorne, E.Fulton // Nature.-1967.-V.216.-P.575-576.
12. Ghoniem, N.M. / N.M. Ghoniem, G.L.Kuleinski // Radiation Effects.-1979.-V.41.-P.81.
13. Held, P.T. In Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials.AIME, NY.-1977.-P.178.
14. Орлов, А.Н. Энергия точечных дефектов в металлах / А.Н.Орлов, Ю.В.Трушин .-М.:Энергоатомиздат.-1983.- 81с.
15. Конобеев, Ю.В. Температурная зависимость вакансионной пористости в чистом никеле и радиационное материаловедение / Ю.В.Конобеев, В.А.Печенкин // ВАНТ. Сер.физика рад.повр.и рад.матер.- 1976.-Т.3.- Вып.1.- С. 11-17.

ТҰЙЫҚ КЕҢІСТІКТЕГІ ТҮЙІНАРАЛЫҚ АТОМДАР МЕН ВАКАНЦИЯНЫҢ ӨЗАРА ӘСЕР ЕТЕТІН АНСАМБЛЬДЕРІНІҢ КОНТЕНУАЛДЫҚ ҚАРАСТЫРУДАҒЫ РАДИАЦИЯЛЫҚ ІСІНУ

Цай К.В.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы

Реакторлық материалдардың радиациялық ісінуін анықтау мәселесіне жаңа ықтималдылық тәсілі жете зерттелді , мұнда температуралық-уақыт кеңістігінде өзгермейтін тұйық көлемдегі шарттағы квазиреалды газдың компоненттері сияқты түйінаралық және ваканциялық түрдегі *i,v* – ақауларының ансамбльдерінің өзара әсері қарастырылады. Негізгі тәсіл дифференциялдық теңдеулер жүйесін G-генерация, аннигиляция, динамикалық кластеризация және Френкель жұбының толық есептеу әдісі орындалатын және *i,v* –ақауларды тормен ұстап алу процестері есептелетін химиялық реакциялар түрі бойынша алынуында. Аналитикалық функциядағы базалық жүйенің шешімі алынды, әрі оның негізінде реакторлық материалдардың ісінуінің негізгі эксперименттік бақылаулардың макро-заңдылықтарына барабар аналитикалық дәлелдерді беретін ісінудің интегралдық функциясы анықталды.

RADIATION SWELLING IN CONTINUAL REPRESENTATION OF INTERACING ENSEMBLES OF INTERSTITIAL ATOMS AND VACANCIES IN A CONFINED VOLUME

K.V. Tsay

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty

The probabilistic approach to the problem of radiation swelling in reactor materials was worked out. In temperature-time space the interaction of *i*,*v* – defect ensembles of interstitial and vacancy types is considered as components of quasi-real gas in an almost constant confined volume. The approach bases on a system of differential equations on chemical reaction-type, which takes into account the processes of G-generation, dynamical cluster formation, *i*,*v* – defect capture by sinks and fulfils requirements of continuous accounting of Frenkel pairs. The solution of the basis system was obtained in analytical functions and with its aid the integral function of swelling was defined. Properties of this swelling function allow to give an adequate analytical explanation of main experimentally observed macro-regularities of swelling in reactor materials.

УДК 539.12.04

ОСОБЕННОСТИ НАКОПЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТЕ И КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ АЛАНИНЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИЯХ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ОТЖИГОМ

Жакпаров Р.К., Пивоваров С.П., Рухин А.Б.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы

Рассмотрены влияние условий облучения, в частности «радиационной истории» образца, на особенности накопления радиационных дефектов в ПММА и аланине. Обсуждены некоторые модели дефектообразования в образце в поле излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при облучении полимеров в них протекают различные сложные радиационно-химические и физические процессы, вызванные первичным радиолитическим разрывом химических связей и появления различного рода локальных возбуждений. В результате этих процессов образуются свободные радикалы и отдельные электроны, которые, благодаря своей огромной химической активности, вызывают вторичные процессы, связанные с прохождением химических реакций, трансформации и рекомбинации радикалов и делокализации возбуждений.

О кинетике деструкции можно судить по данным разных методов, демонстрирующих изменения микро- и макросвойств полимеров. Мы используем дозовые зависимости концентрации свободных радикалов, регистрируемые методом ЭПР, которые для краткости будем называть кривыми накопления. Этот выбор основан на том, что кривые накопления отражают достаточно общие и характерные особенности радиолиза.

В обычном представлении накопление радиационных дефектов идет по линейному или экспоненциальному закону. Особенности накопления радиационных дефектов в облучаемых материалах вызываются взаимодействием дефектов между собой и с полем излучения и проявляются в немонотонности и трансформации кривой накопления радикалов [1]. Это может иметь место при больших дозах облучения, при повышенных температурах или локальном нагреве образца, при механических напряжениях в матрице и др.

Особенности накопления парамагнитных центров (ПМЦ) могут быть вызваны и «радиационной историей» образца. Изучение накопления ПМЦ после отжига ПММА и сравнение формы сигнала аланина при подобных же условиях показали, что константа радиационного выхода зависит от того, облучается ли образец первый раз или он был облучен ранее, отожжен и затем опять облучен. При повторных облучениях наряду с первичными начинают генерироваться также и другие типы дефектов в результате чего закон накопления ПМЦ меняется. При исследовании образцов ПММА и кристаллического аланина с двумя промежуточными отжигами и повторным (третичным) облучением были выявлены особенности процессов накопления и гибели СР.

МЕТОДИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Изучаемые образцы ПММА были приготовлены в виде твердых блоков диаметром 3.0 и 3.5 мм, высотой 5 мм. Кристаллический L – α - аланин представляет собой белый порошок и прессованные блоки диаметром 5 мм и высотой 5 мм. Облучение проводилось на установке РХМ – γ –20 в диапазоне от 2 до 1000 кГр. Регистрация спектров ЭПР проводилась на радиоспектрометрах РЭ – 1301 и ESP 300E при комнатной температуре. Облученные образцы отжигались до полного исчезновения сигнала ЭПР**:** ПММА при 80˚С, аланин – при различных температурах (до 200˚С) по 30 мин. В качестве эталона использовались стандартные образцы Mn^{+2} и ДФПГ. На рисунке 1 схематически показано устройство радиоспектрометра ЭПР.

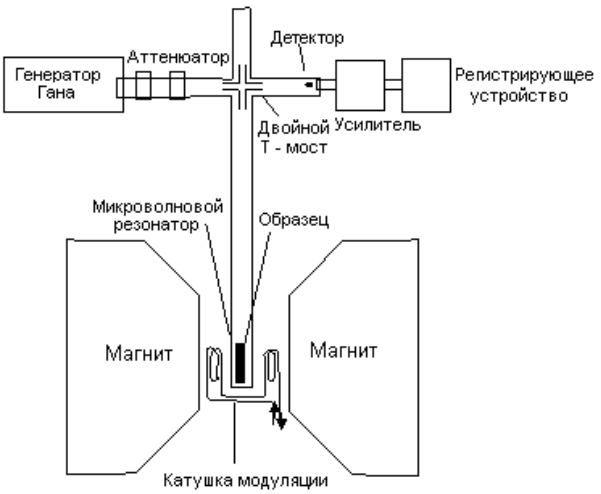


Рисунок 1. Блок схема спектрометра ЭПР

Источником излучения в радиоспектрометре является диод Гана, дающий монохроматическое излучение в диапазоне сантиметровых волн. Аттенюатор радиоспектрометра дозирует мощность, падающую на образец. Ампула с образцом в радиоспектрометре находится в специальном блоке, называемом резонатором. Резонатор представляет собой параллелепипед, имеющий цилиндрическую или прямоугольную полость, в которой находится поглощающий образец. Размеры резонатора таковы, что в нем образуется стоячая волна. Электромагнит создает постоян-

ное магнитное поле, необходимое для расщепления энергетических уровней электронов.

Излучение, прошедшее измеряемый образец, в радиоспектрометре, попадает на детектор, затем сигнал детектора усиливается и регистрируется на самописце или компьютере. Излучение радиодиапазона передается от источника к образцу и далее к детектору с помощью специальных трубок прямоугольного сечения, называемых волноводами. Размеры сечения волноводов определяются длиной волны передаваемого излучения. Поэтому для регистрации спектра ЭПР в радиоспектрометре используется постоянная частота излучения, а условие резонанса достигается изменением величины магнитного поля.

Усиление сигнала производят посредством его модуляции высокочастотным переменным полем. В результате модуляции сигнала происходит его дифференцирование и превращение линии поглощения в свою первую производную, являющуюся сигналом ЭПР.

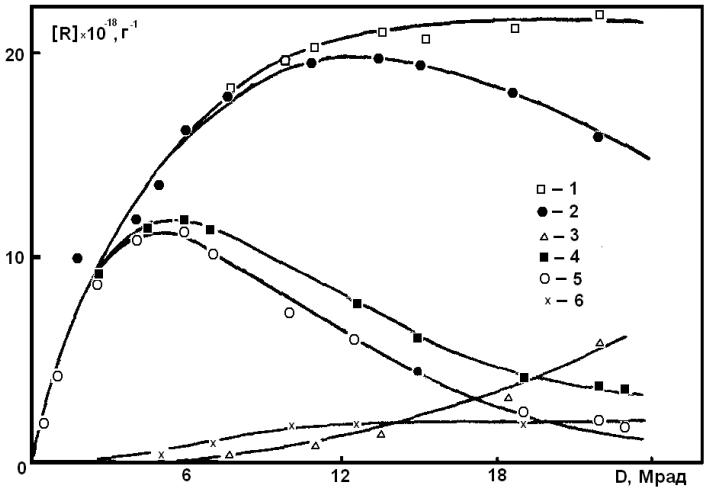
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [1] выявлена корреляция между величиной и положением максимума кривой накопления и радиационной стойкостью ПММА. Значит, кривая реально отражает кинетику деструкции, так как координаты максимума - естественные масштабы кривой. Имеются сведения [1-3] о влиянии на эти величины химических добавок, температуры облучения, всестороннего сжатия и одноосного растяжения образцов при облучении. Обнаружено [4] существенное превышение локальной концентрации радикалов над средней, что может указывать на кластерный характер их образования и/или накопления. Установлено [2, 4, 5, 8] образование в ПММА и его сополимерах при высокотемпературном облучении двух типов парамагнитных центров-алкильных и аллильных радикалов.

В [2] было показано, что при достижении определенного количества радикалов в кластере начинается кооперативная рекомбинация части концевых радикалов, которая сопровождается значительным локальным выделением энергии. Локальное выделение энергии приводит к кооперативному процессу отщепления метильных групп и атомов водорода вдоль цепи ПММА с образованием аллильных и полиеновых структур. Эти процессы обуславливают появление максимума на кривой накопления радикалов. Легко отжигаемые алкильные радикалы, образующиеся при разрыве цепи и имеющие характерный девятилинейчатый спектр ЭПР и регистрирующиеся уже при малых дозах облучения, рождаются в неповрежденном объеме. Аллильные радикалы, спектр ЭПР которых является квадруплетом, по-видимому, возникают в поврежденной матрице полимера. На это указывает отсутствие их при малых дозах дозах облучения исходного ПММА.

Ранее [1] было показано, что кривые накопления ПМЦ при высокотемпературном облучении полимерных материалов часто отличаются от традиционного вида кривых с насыщением и имеют явно немонотонный характер. Особенности условий облучения отражаются на виде кривой накопления (рисунок 2).

Из рисунка видно, что первичными являются алкильные радикалы. Аллильные появляются при отклонении исходных кривых от линейности, что может быть связано с гибелью первых и уменьшением из-за этого общей концентрации. Из хода кривых на рисунке 2 видно, что знаки изменений концентрации у двух типов радикалов противоположны, а скорости изменений явно коррелируют между собой. Такая ситуация могла бы указывать, по-видимому, на какую-то генетическую связь между ними и можно предположить, что обе эти особенности универсальны при радиолизе материала.



Сплошные линии — расчет; точки—эксперимент

Рисунок 2. Зависимость суммарной концентрации радикалов (1, 4), концентрации радикалов роста (2, 5) и аллильного типа (3, 6) в сополимере ММА+8% ДСМА от дозы γ-облучения при 273 (1—3} и 305 К (4—6)

Для количественного описания таких немонотонных кривых была предложена математическая модель, описывающая все наблюдаемые в экспериментах особенности, основанная на концепции «поврежденного объема». Эта модель позволяет достаточно удовлетворительно интерпретировать все наблюдаемые экспериментальные данные. При обычном температурном отжиге ПМЦ, как и при уничтожении их облучением, изменяется структура материала: в ПММА в «поврежденных объемах» накапливаются другие ПМЦ – аллильные свободные радикалы (СР), тогда как вначале – алкильные.

Изменение структуры материала и типа стабилизирующихся в нем СР объясняет немонотонную дозовую зависимость (рисунок 3) амплитуды сигнала ЭПР, пропорционального суммарной концентрации СР. Не исключено, что представление о «поврежденных объемах» применимо и к другим веществам.

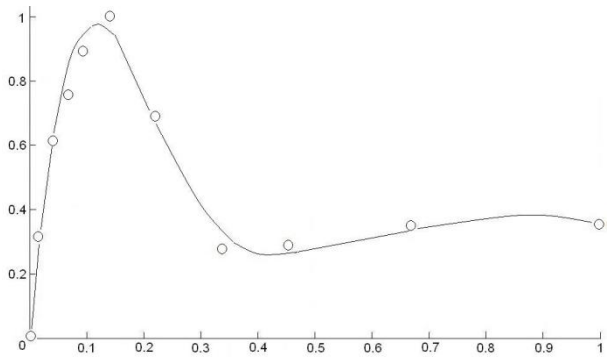


Рисунок 3. Немонотонная зависимость накопления СР в ПММА от поглощенной дозы облучения

ПММА является более «мягкой» системой, чем аланин, но и в аланине проявляются те же эффекты, т.е. трансформация спектра ЭПР, указывающего на появление другого радикала и на изменение закона накопления ПМЦ с дозой облучения.

И в том и в другом случае имеет место трансформация типа ПМЦ: вначале стабилизируется алкильный радикал, а затем появляется аллильный. При значительных дозах облучения (100Мрад) появляются полиеновые радикалы.

«Радиационная история» образца в значительной степени влияет и на количество стабилизировавшихся в нем радиационных дефектов.

Механизм появления «вторичных» радикалов может быть обусловлен скорее всего теплотой рекомбинации исчезающих при воздействии облучения радикалов. Выделившаяся при рекомбинации энергия вызывает локальный разогрев матрицы и изменение ее состояния, в результате чего появляются «вторичные» радикалы.

Согласно другой модели «поврежденного объема» первичные дефекты образуются только в исходной неповрежденной матрице. При взаимодействии их с полем излучения они исчезают, но при этом в матрице образуется локальный «поврежденный объем», т.е. изменяется структура матрицы.

В эксперименте с высоким давлением [7], где молекулярная подвижность значительно ограничена, происходит накопление стабильных радикалов в заметных количествах, что обуславливает сдвиг максимума в сторону больших доз и увеличение концентрации радикалов в максимуме по сравнению с тем же серийным ПММА, но облученным при атмосферном давлении. Это указывает на значительную роль механизмов межкластерной рекомбинации, скорость которых определяется молекулярной подвижностью. Дальнейшие исследования с промежуточным отжигом (цикл облучение – отжиг - облучение) показали уменьшение максимума, наблюдаемого после повторного облучения, что свидетельствует о необратимых изменениях матрицы полимера.

Сжатие ПММА замедляет увеличение объема и потому имеет место увеличение максимума кривой накопления СР. Такое же воздействие оказывает на контрольный образец промежуточный отжиг.

В работе [2] было показано, что при достижении определенного количества радикалов в кластере начинается кооперативная рекомбинация части концевых (алкильных) радикалов, которая сопровождается значительным локальным выделением энергии. Локальное выделение энергии приводит к кооперативному процессу отщепления метильных групп и атомов водорода вдоль цепи ПММА с образованием аллильных и полиеновых структур. Эти процессы обуславливают появления максимума на кривой накопления радикалов. В экспериментах с высоким давлением, где молекулярная подвижность значительно ограничена, происходит накопление радикалов в заметных количествах, что обуславливает сдвиг максимума в сторону больших доз и увеличение концентрации в максимуме. Для подтверждения предложенной концепции были проведены дальнейшие исследования с отжигом всех радикалов и повторным облучением. Один из интересных результатов этого эксперимента состоит в том, что полный отжиг СР практически не влияет на положение максимума кривой накопления сжимаемого образца и, что кажется неожиданным, смещает максимум контрольного, почти совмещая их. Однако, это можно объяснить, если предположить, что легко отжигаемые алкильные радикалы, образующиеся при разрыве цепи и имеющие характерный девятилинейчатый спектр ЭПР и регистрирующиеся уже при малых дозах облучения, рождаются в неповрежденном обьеме. Аллильные радикалы, спектр ЭПР которых является квадруплетом, по-видимому, возникают в поврежденной матрице полимера. На это указывает отсутствие их при малых дозах облучения исходного ПММА и результаты специальных опытов [3]. Такое же воздействие оказывает на контрольный образец промежуточный отжиг. Вторичный отжиг и повтор-

ное (третичное) облучение мало что меняют в характере кривых накопления.

Была предпринята попытка аппроксимации полученных экспериментальных данных с помощью предложенной в лаборатории математической модели, основанной на использовании линейной комбинации решений системы двух дифференциальных уравнений первого порядка, описывающих поведение концентрации двух типов СР. Для более точной аппроксимации необходимо введение некоторого значения концентрации СР, соответствующего нулевой дозе дополнительного гамма-облучения, т.е. имеющегося в материале до гамма-облучения. Это соответствовало бы, к тому же, реальной ситуации, т.к. после экспозиции в полимере наблюдается некоторая начальная концентрация СР.

Литература

1. Ибрагимов, Ш.Ш. / Ш.Ш. Ибрагимов, С.П. Пивоваров, С.Р. Рафиков и др. // Изв. АН КаэССР. Сер. физ.-мат., 1977. - В. 4. - С. 40-48.
2. Pivovarov, S.P. Investigation of the accumulation kinetics of free radicals under irradiation in some PMMA copolymers in the 270-400K temperature range / S.P. Pivovarov, A.I. Polyakov, Yu.A. Ryabikin et al. // Radiation effects, 1982. – 59. - P.179-182.
3. Блюменфельд, Л.А. Электронный парамагнитный резонанс / Л.А. Блюменфельд, А.Н. Тихонов // Соросовский образовательный журнал, 1997. - №9. – С. 91-99.
4. Raficov, S.R. On mechanism of radiation damaging of PMMA /S.R. Raficov, Sh.Sh. Ibragimov, S.P. Pivovarov et al. // Chimia Vysokich energii, 1981. – 15. – P. 333-337.
5. Pivovarov, S.P. Some peculiarities and complications in high - dose EPR – dosimetry /S.P. Pivovarov, A.B. Rukhin, L.A. Vasilevskaya et al.// IAEA – SM, 1999. – 356/24.
6. Пивоваров, С.П. / С.П. Пивоваров, А.И. Поляков, Н.Л. Филиппов и др. // Изв. АН КазССР, Сер. физ.-мат., 1981. - С. 36-41.
7. Pivovarov, S.P. / S.P. Pivovarov, L.A.Vasilevskaya, A.M. Atagulov et al. // Magn. Reson. in Polimers. Czec. Acad. Sci., Prague, 1989. P. 35-36.
8. Пшежецкий, С.Я. / С.Я. Пшежецкий, А.Г. Котов, В.К .Милинчук / ЭПР свободных радикалов в радиационной химии // М.: Химия, 1972. 480 с.

АРАЛЫҚ КҮЙДІРУМЕН СӘУЛЕЛЕНДІРУ КЕЗІНДЕ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТТА ЖӘНЕ КРИСТАЛДЫҚ АЛАНИНДЕ ЕРКІН РАДИКАЛДАРДЫҢ ЖИНАЛУЫНЫҢ ЕРЕКШІЛІГІ

Жақпаров Р.Қ., Пивоваров С.П., Рухин А.Б.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Сәулелену жағдайының, соның ішінде «радиациялық тарихы» үлгісінің ПММА және аланинде радиациялық ақаулардың жиналу ерекшеліктеріне әсері қарастырылған. Сәулелендіру өрісінде үлгідегі ақаулардың пайда болуының кейбір моделдері талқыланған.

PECULIARITIES OF FREE RADICALS ACCUMULATION IN POLYMETHYLMETHACRYLATE AND CRYSTAL ALANINE AT IRRADIATION EXPOSURES WITH PROCESS ANNEALING

R.K. Zhakparov, Pivovarov S.P., Rukhin A.B.

The Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The influence of exposure conditions, in particular “radiation history” of the sample, on the peculiarities of radiation defects accumulation in PMMA and alanine has been determined. Some models of defect formation in the sample in radiation field have been discussed.

УДК 539.12.04; 539.1.08; 621.039.51

РАДИАЦИОННЫЙ РАЗОГРЕВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ГРАФИТОВОГО РЕАКТОРА ИГР

Алейников Ю.В., Избасханова А.Т., Кенжин Е.А., Прозорова И.В.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В статье приведено описание экспериментального устройства РР, предназначенного для внутриреакторных исследований радиационного разогрева, вносящего минимальное искажение в нейтронное и гамма-поле реактора ИГР. Представленные модели экспериментального устройства РР-1, РР-2 и РР-3 обеспечивают возможность получения данных для всех тестируемых материалов в условиях контролируемой теплоотдачи и варьируемого теплосъема в активной зоне реактора. Кроме того приведены результаты нейтронно-физических расчетов экспериментальных устройств РР-1, РР-2 и РР-3 выполненные для обоснования возможности тестирования материалов в условиях, предполагающих комплексное воздействие факторов эксплуатации в процессе работы реактора. Цель численного анализа заключается в расчетном определении энерговыделения в образцах, располагаемых в экспериментальных устройствах РР-1, РР-2 и РР-3, и нахождении значения эффективного коэффициента размножения нейтронов системы «ЭУ РР – реактор ИГР».

Введение

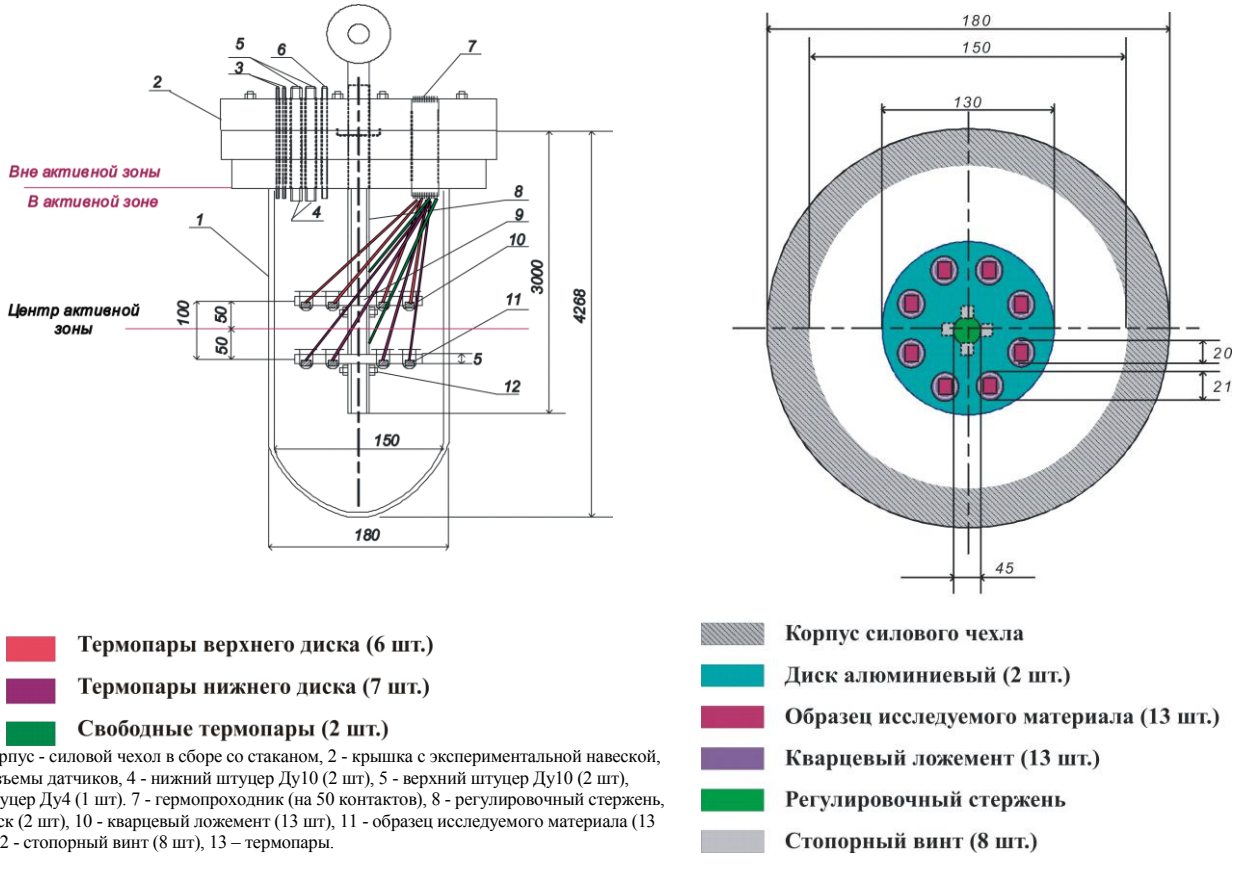
Одной из ключевых ролей в решении проблемы обеспечения безопасной эксплуатации реакторных установок отводится исследованиям, направленным на изучение нейтронно-физических условий и степени радиационного разогрева конструкционных материалов при воздействии реакторного излучения. Для получения экспериментальных значений пороговых удельных энерговыделений приводящих к деформации и разрушению материалов, необходимо их тестирование в условиях комплексного воздействия факторов эксплуатации, то есть непосредственно в процессе работы реактора.

Известно, что воздействие нейтронного и гамма-излучения вызывает изменение свойств материалов и определяет параметры их разрушения. Оценка степени деформации материалов основанная на изменении их термомеханического поведения, вследствие облучения в активной зоне импульсного графитового реактора ИГР, позволит определить критические эксплуатационные пределы для тестируемых образцов в зависимости от температуры радиационного разогрева и данных по распределению плотности потока нейтронов по всей высоте активной зоны реактора [1-3].

Назначение и описание экспериментального устройства

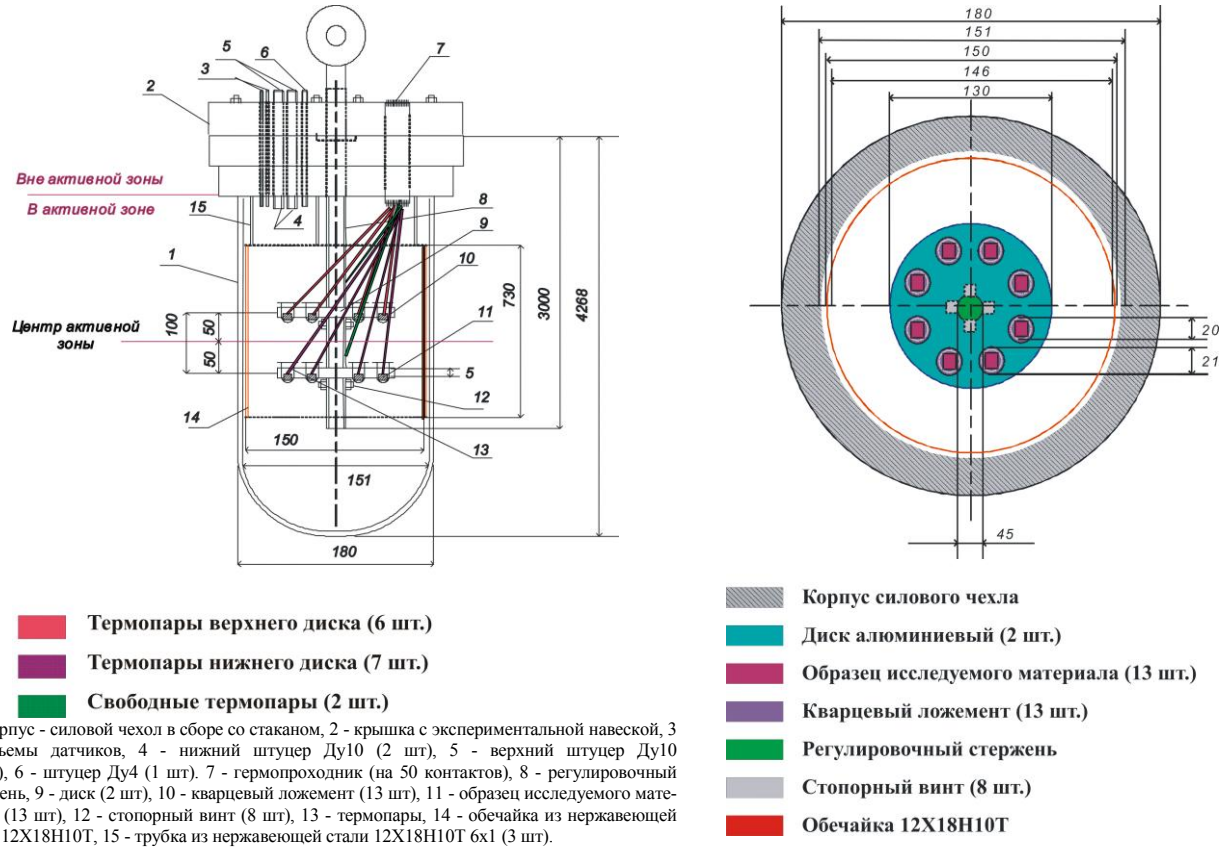
Для изучения аспектов радиационного разогрева конструкционных материалов, возникающих при эксплуатации реактора вследствие повышения их температуры, было разработано и создано базовое экспериментальное устройство (ЭУ) РР-1 (рисунок 1), на основе которого в дальнейшем были разработаны его модификации РР-2 и РР-3 (рисунки 2, 3).

В качестве корпуса (1) для представленного модельного ряда ЭУ РР использован силовой чехол из алюминиевого сплава АМг-6 в сборе со «стаканом». Крышка корпуса с экспериментальной навеской (2) изготовлена из нержавеющей стали 12Х18Н10Т и имеет приспособление для перемещения ЭУ РР в сборе. На крышке предусмотрены верхние и нижние штуцеры (4), (5), (6) для возможности создания в полости корпуса вакуума, обеспечения вентиляции полости воздухом, азотом и инертными газами (аргон, гелий). Также конструкция крышки предусматривает возможность установки гермопроходника на 50 контактов (7) и разъемов датчиков (3). На внутренней поверхности крышки приварен патрубок из нержавеющей стали 12Х18Н10Т для установки регулировочного стержня (8). Регулировочный стержень изготовлен из трубы Ду 42 из алюминиевого сплава АД-1, вставлен в патрубок с внутренней стороны фланца и закреплен болтом. Между корпусом и крышкой устанавливается прокладка (фторопласт-4). Два диска (9) выполнены из алюминиевого сплава АД-1 и предназначены для размещения в них кварцевых ложементов. В дисках Ду 130 равномерно по окружности на расстоянии 10 мм от края диска выполнены по 8 отверстий в каждом диске Ду 22 под кварцевые ложементы (10) и отверстие Ду 42 под регулировочный стержень. Диски надеваются на регулировочный стержень и закрепляются с двух сторон восемью стопорными винтами (12) [3, 4].



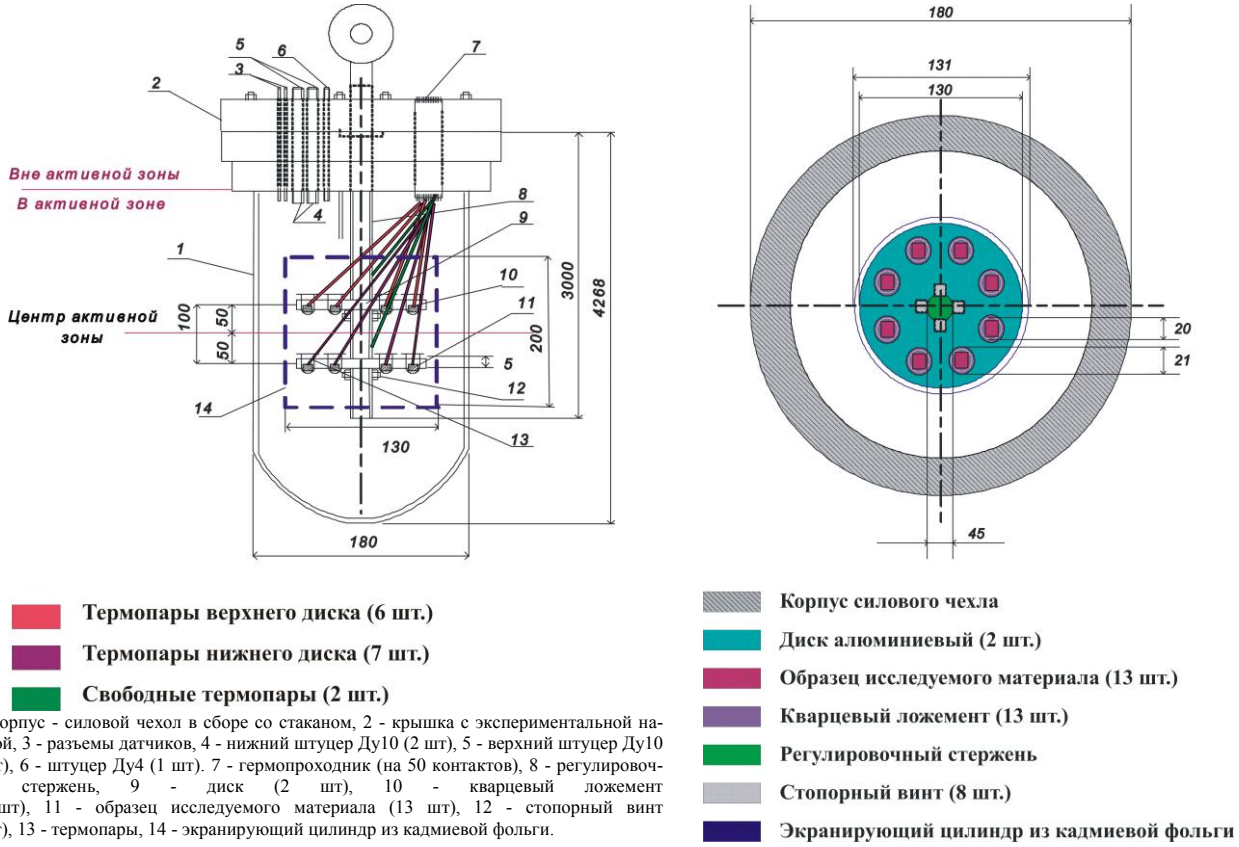
1 – корпус - силовой чехол в сборе со стаканом, 2 - крышка с экспериментальной навеской, 3 - разъемы датчиков, 4 - нижний штуцер Ду10 (2 шт), 5 - верхний штуцер Ду10 (2 шт), 6 - штуцер Ду4 (1 шт). 7 - гермопроходник (на 50 контактов), 8 - регулировочный стержень, 9 - диск (2 шт), 10 - кварцевый ложемент (13 шт), 11 - образец исследуемого материала (13 шт), 12 - стопорный винт (8 шт), 13 – термопары.

Рисунок 1. Геометрия экспериментального устройства РР-1



1 – корпус - силовой чехол в сборе со стаканом, 2 - крышка с экспериментальной навеской, 3 - разъемы датчиков, 4 - нижний штуцер Ду10 (2 шт), 5 - верхний штуцер Ду10 (2 шт), 6 - штуцер Ду4 (1 шт). 7 - гермопроходник (на 50 контактов), 8 - регулировочный стержень, 9 - диск (2 шт), 10 - кварцевый ложемент (13 шт), 11 - образец исследуемого материала (13 шт), 12 - стопорный винт (8 шт), 13 - термопары, 14 - обечайка из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, 15 - трубка из нержавеющей стали 12Х18Н10Т 6х1 (3 шт).

Рисунок 2. Геометрия экспериментального устройства РР-2



1 – корпус - силовой чехол в сборе со стаканом, 2 - крышка с экспериментальной навеской, 3 - разъемы датчиков, 4 - нижний штуцер Ду10 (2 шт), 5 - верхний штуцер Ду10 (2 шт), 6 - штуцер Ду4 (1 шт). 7 - гермопроходник (на 50 контактов), 8 - регулировочный стержень, 9 - диск (2 шт), 10 - кварцевый ложемент (13 шт), 11 - образец исследуемого материала (13 шт), 12 - стопорный винт (8 шт), 13 - термопары, 14 - экранирующий цилиндр из кадмиевой фольги.

Рисунок 3. Геометрия экспериментального устройства РР-3

Конструкция представленных моделей ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 вносит минимальное искажение в нейтронное и гамма-поле в ЦЭК реактора ИГР и позволяет одновременно облучать до 16 образцов различного набора исследуемых материалов по всей высоте активной зоны в зависимости от поставленных задач. При этом точность расположения контролируется с погрешностью не более 1 см. Для замедления процесса остывания, уменьшения потерь тепла от образца и, следовательно, увеличения точности полученных результатов принято одно из возможных решений – создание вакуума в полости ЭУ модельного ряда РР. Возможность изменения параметров облучения материалов при изменении соотношения нейтронного и гамма-излучения обеспечивается различными модификациями. ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 отличаются друг от друга наличием в ЭУ РР-2 обечайки (14), выполненной из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т и предназначенной для изменения соотношения между флюенсом нейтронов и гамма-излучения в образцах. В ЭУ РР-3 используется экранирующий цилиндр (14) из кадмиевой фольги, состоящий из обечайки, днища и крышки, который обеспечивает максимальную минимизацию потока тепловых нейтронов в условиях критичности системы «реактор ИГР – ЭУ РР-3».

Образцы исследуемых материалов располагаются в представленных экспериментальных устройствах таким образом, чтобы минимизировать взаимное тепловое влияние и обеспечить режим калориметрического измерения. Каждый образец электрически изолирован друг от друга, что обеспечивается размещением не более одного образца в одном кварцевом ложементе со сферическим дном и отбортовкой, выполненном из кварца КС-4В. Основные геометрические параметры ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 приведены в таблице 1.

Значения плотности конструкционных материалов ЭУ приведены в таблице 2. Основные характеристики образцов исследуемых материалов приведены в таблице 3 [1, 3, 4, 6].

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЭУ РР-1, РР-2 И РР-3

Для обоснования возможности проведения реакторных испытаний, то есть тестирования материалов в условиях предполагающих комплексное воздействие факторов эксплуатации в процессе работы реактора, обязательным условием является проведение нейтронно-физического расчета. Цель численного анализа заключается в расчетном определении энерговыделения в образцах как исследуемых, так и конструкционных материалов, располагаемых в экспериментальных устройствах РР-1, РР-2 и РР-3, и определение значения эффективного коэффициента размножения нейтронов системы «ЭУ РР – реактор ИГР».

Таблица 1. Геометрические параметры ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3

Наименование параметра	Значение
Длина силового чехла, мм	4268±2
Внутренний диаметр фланца силового чехла, мм	170
Наружный диаметр корпуса силового чехла, мм	180
Толщина стенки корпуса силового чехла, мм	15
Внутренний диаметр корпуса силового чехла, мм	151
Высота фланца корпуса силового чехла, мм	68
Длина стакана, мм	485
Высота фланца стакана, мм	40
Наружный диаметр стакана, мм	248
Внутренний диаметр стакана, мм	184
Длина обечайки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, мм	730
Наружный диаметр обечайки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, мм	150±1
Толщина стенки обечайки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, мм	2,2
Наружный диаметр трубки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, мм	6
Толщина стенки трубки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, мм	1
Длина трубки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, мм	2555
Длина экранирующего цилиндра из кадмиевой фольги, мм	200
Внутренний диаметр экранирующего цилиндра, мм	130
Толщина экранирующего цилиндра из кадмиевой фольги, мм (1-й вариант)	0,5
Толщина экранирующего цилиндра из кадмиевой фольги, мм (2-й вариант)	1,0

Таблица 2. Плотность конструкционных материалов ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3

Наименование материалов	Плотность, г/см^3
Кадмий	8,65
Кварц КС-4В	2,174
Сплав АМг-6	2,782
Сплав АД-1	2,689
Фторопласт 4	2,153
Сталь 12Х18Н10Т	7,878

Таблица 3. Основные характеристики образцов исследуемых материалов

Материал	Размеры, мм	Плотность, г/см^3	Масса, г
Медь	h=10; Д=10,2	8,945	7,4
Никель	h=10; Д=7,1	8,899	3,7
Молибден	h=10; Д=5,8	10,205	2,7
Кобальт	4,7×9,8×9,8	8,915	3,9
Вольфрам	h=10; Д=12,1	19,171	22,5
Цинк	6,7×10,4×9,9	7,129	4,8
Графит марки ГМЗ (отражатель)	10×10×10	1,687	1,8
Графит марки 11-03 (замедлитель)	h=10; Д=10	1,699	1,3
Графит марки АРВ-1	10×10×10	1,640	1,8
Тантал	h=10; Д=10	16,681	12,9
Цирконий	10×10×10	6,519	6,3
Свинец	h=10; Д=10	11,340	9,1
Бериллиевый сплав	h=10; Д=7	5,198	2,0
Бериллий	h=13; Д=7	1,848	0,9

Выбор в качестве экспериментальной базы исследовательского реактора ИГР не был случайным, поскольку предназначенный для получения высокой плотности потоков нейтронов и гамма-излучения реактор работает в режимах программируемых импульсов мощности на теплоемкости и по принципу гашения импульса является самогасящимся. Режимами его работы являются:

- нерегулируемый режим «Вспышка» – режим самогасящейся нейтронной вспышки, в котором максимальное значение плотности потока тепловых нейтронов может достигать значений ~10^{17} н/(см^2 ·с) при минимальной полуширине ~ 0,12 с. (рисунок 4);

- регулируемый режим «Импульс» с длительным (до нескольких сотен секунд) поддержанием заданного уровня мощности. В этом режиме возможна реализация предельного для реактора ИГР энерговыделения - порядка 5,2 ГДж, что приводит к разогреву активной зоны до 1400 К. (рисунок 5).

Нейтронно-физический расчет был проведен с помощью предоставленной LANL (Лос-Аламосская Национальная Лаборатория, США) программой MCNP5 с библиотеками констант ENДF/B-5,6, относящейся к числу универсальных программ прямого моделирования для решения задач переноса излучения в произвольной трехмерной геометрии. После оценки программы была доказана возможность ее применения для нейтронно-физических расчетов импульсных уран-графитовых реакторов на тепловых нейтронах.

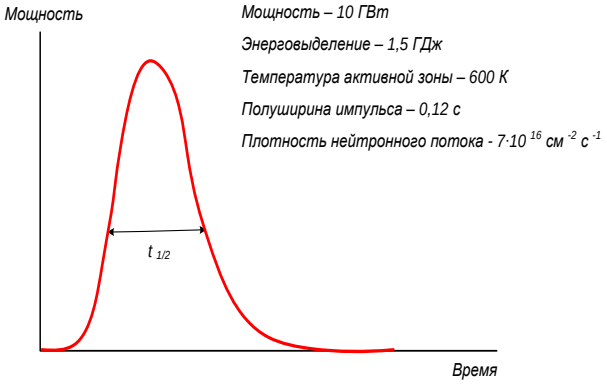


Рисунок 4. Нерегулируемый режим работы реактора ИГР

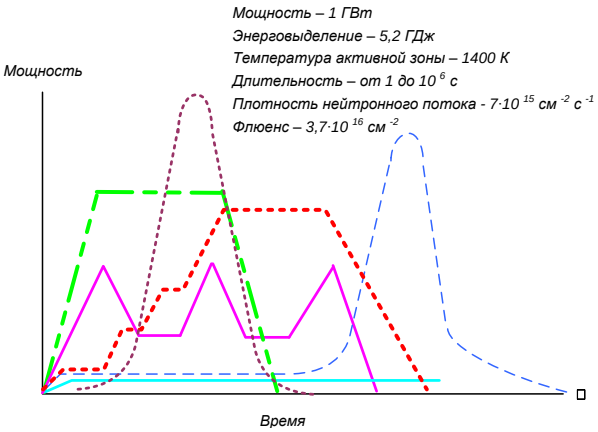


Рисунок 5. Регулируемый режим работы реактора ИГР

Программа MCNP5 верифицирована на экспериментальных результатах реактора ИГР по величинам $K_{эфф}$ для различных конфигураций и температур активной зоны, по времени жизни нейтронов, по величине и распределению флюенса нейтронов, по температурному эффекту реактивности и по характеристикам импульсов делений.

Расчетная модель реактора ИГР для программы MCNP5 максимально приближена к существующей конструкции реактора: задана реальная трехмерная геометрия расположения конструкционных материалов. В расчетах принималось, что центр всех представленных моделей ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 совпадает с центром активной зоны реактора. Начальная температура тестируемых материалов и температура активной зоны реактора принималась равной 300 К. Расчет был выполнен для девяти миллионов историй. Значения эффективного коэффициента размножения нейтронов системы «ЭУ РР – реактор ИГР» приведены в таблице 4. Результаты расчета удельной мощности энерговыделения в образцах при мощности реактора 1 МВт представлены в таблице 5 [2, 4, 5, 7].

Таблица 4. Результаты расчета эффективного коэффициента размножения

Экспериментальное устройство	Эффективный коэффициент размножения, $K_{эф}$
РР-1	1,07142
РР-2	1,05312
РР-3-1	1,04830
РР-3-2	1,04771

Таблица 5. Результаты расчета удельной мощности энерговыделения

Материал	Удельная (массовая) мощность энерговыделения $Q_{уд}$, Вт/г			
	РР-1	РР-2	РР-3-1	РР-3-2
Графит ГМЗ	0,020823	0,026926	0,017857	0,016335
Графит 11-03	0,024914	0,027334	0,019376	0,01602
Медь	0,040845	0,044318	0,017242	0,013171
Цирконий	0,03933	0,047106	0,023011	0,022242
Бериллий	0,02624	0,033442	0,018941	0,02048
Вольфрам	0,08511	0,083216	0,02839	0,026731
Цинк	0,03057	0,038949	0,016673	0,014044
Никель	0,04532	0,037555	0,014381	0,01524
Молибден	0,03920	0,044451	0,020378	0,019829
Графит АРВ-1	0,02418	0,030809	0,016748	0,017543
Тантал	0,10384	0,107171	0,041998	0,035967
Бериллиевый сплав	0,02309	0,031028	0,021368	0,018731
Кобальт	0,08352	0,081196	0,021212	0,01696
Свинец	0,03498	0,04831	0,025825	0,024356
Сталь 12Х18Н10Т (обечайка)	–	0,030046	–	–
Кадмий (обечайка)	–	–	3,234489	1,658416
АМг-6 (корпус ЭУ)	–	–	0,014216	0,014101

Заключение

В результате проведенного нейтронно-физического расчета было определено, что наибольшие значения удельной мощности энерговыделения достигаются в образцах из тантала, кобальта, вольфрама и меди, а в конструкционных материалах – в кадмии. Минимальные значения удельной мощности энерговыделения достигаются в образцах из графита и бериллия.

Также было установлено, что наличие экранирующего цилиндра, выполненного из кадмиевой фольги приводит к существенному снижению энерговыделения в тестируемых образцах, что объясняется кадмиевой отсечкой потока тепловых нейтро-

нов. В то же время увеличение толщины кадмиевой обечайки с 0,5 до 1 мм не оказывает существенного влияния.

Результаты проведенного нейтронно-физического расчета могут быть использованы при проведении теплофизического расчета системы «ЭУ РР – реактор ИГР», а также при выборе режимов работы реактора ИГР для серии экспериментов по исследованию радиационного разогрева конструкционных материалов [1, 3, 4].

Литература

1. Горин, Н. В. Измерение температуры радиационного разогрева конструкционных материалов излучением ИГР / Н. В. Горин, Я. З. Кандиев, А. И. Ульянов [и др.] // Журн. атомная энергия. – 2001. – Т. 90, вып. 1. – С. 17-21.
2. Исследование распределения потока тепловых нейтронов по высоте ЦЭК реактора ИГР : отчет о НИР (промежут.) / ВНИИТФ; рук. Н. В. Горин. – Снежинск. 1999. – 59 с. – Рег. № ПС.98.7025.
3. Кенжин, Е. А. Исследования радиационного разогрева материалов, используемых в реакторостроении / Е. А. Кенжин, А. Т. Избасханова // Вестник НЯЦ РК. – 2009. – № 2. – С. 158–163.
4. Кенжин, Е. А. Экспериментальное устройство для внутриреакторных исследований радиационного разогрева материалов / Е. А. Кенжин, А. Т. Избасханова // Вестник национальной инженерной академии Республики Казахстан. – 2010. – № 1(35). С. 47-56. ISSN 1606-146X.
5. Реакторные комплексы ИГР, «Байкал-1», ВВР-К и перспективы развития на их базе фундаментальных и прикладных исследований / Э. С. Айткожин. [и др.] – Курчатов : НЯЦ РК, 2000. – 75 с.
6. Чиркин, В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники / В. С. Чиркин. – М. : Атомиздат, 1968. – 484 с.
7. Briesmeister, J. F. MCNP – a general Monte-Carlo Code for neutron and photon Transport / J.F. Briesmeister [et al.]. – Los Alamos, 1997. – LA-7396M.

ИГР ИМПУЛЬСТІК ГРАФИТТІК РЕАКТОРЫНЫҢ СӘУЛЕ ШЫҒАРУ ӨРІСІНДЕГІ КОНСТРУКЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛДАРДЫ РАДИАЦИЯЛЫҚ ҚЫЗДЫРУ

Алейников Ю.В., Ізбасқанова А.Т., Кенжин Е.Ә., Прозорова И.В.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

Мақалада радиациялық қыздырудың реакторішілік зерттеулеріне арналған ИГР реакторының нейтронды және гамма-өрісіне шамалы бұрмалану енгізетін РР эксперименттік құрылғысының сипаттамасы берілген. РР-1, РР-2 және РР-3 эксперименттік құрылғысының ұсынылған үлгілері барлық тестіленген материалдар үшін реактордың активті аймағындағы бақыланатын жылу беру және вариацияланатын жылу түсіру жағдайында деректер алу мүмкіндігін қамтамасыз етеді. Оның үстіне материалдарды реактордың жұмыс істеу барысында пайдалану факторларының кешенді әсер ету жағдайында тестілеу мүмкіндігін негіздеу үшін орындалған РР-1, РР-2 және РР-3 эксперименттік құрылғыларының нейтронды-физикалық есептерінің нәтижелері келтірілген. Сандық талдаудың мақсаты РР-1, РР-2 және РР-3 эксперименттік құрылғыларында орналасқан үлгілердегі энергия бөлінуін есептік анықтау және «РР ЭҚ – ИГР реакторы» жүйесі нейтрондарының көбеюінің тиімділік коэффициенті мәнін табу болып табылады.

RADIATION HEATING UP OF STRUCTURAL MATERIALS IN THE FIELD OF IMPULSE GRAPHITE REACTOR RADIATION

U.V. Aleynikov, A.T. Izbaskhanova, E.A. Kenzhin, I.V. Prozorova

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The description of PP experimental device used for in-pile researches of radiation heating up that introduces minimum distortion in neutron and a gamma field of IGR reactor was given in article. Presented models of PP-1, PP-2, PP-3 experimental devices provide the possibility of data acquisition for all tested materials in the conditions of controlled heat exchange and varied heat removal in reactor core. Besides, the results of neutron-physical calculations of PP-1, PP-2, and PP-3 experimental devices performed to justify the possibilities of testing of materials in conditions assumed complex influence of operation factors during the process of reactor operation, are presented. The purpose of the numerical analysis is the calculation determination of energy release in samples placed at PP-1, PP-2, and PP-3 experimental devices and definition of values of effective neutron multiplication factor of “ED RR-IGR reactor” system.

УДК 53.082.6; 536.5; 53.08:001.18; 53.08:338.26

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕАКТОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАДИАЦИОННОГО РАЗОГРЕВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ РЕАКТОРА ИГР И УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ

Игнашев В.И., Избасханова А.Т., Кенжин Е.А.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Для обоснования возможности проведения реакторных испытаний в серии экспериментов по изучению особенностей радиационного разогрева проведено необходимое расчетное определение максимальной температуры исследуемых образцов, располагаемых в экспериментальных устройствах РР-1, РР-2 и РР-3 в реакторе ИГР. Теплофизический расчет, в основе которого используются параметры энерговыделения, полученные в результате нейтронно-физического расчета, позволил спрогнозировать поведение материалов при их облучении в зависимости от выбранных режимов и параметров высоко- и низкопоточного облучения при различном энерговыделении. Сравнительный анализ расчетных значений температуры, полученных при различной длительности заданных режимов для представленных моделей экспериментальных устройств РР-1, РР-2 и РР-3 позволил выбрать оптимальные режимы работы реактора ИГР для данной серии экспериментов.

Постановка задачи

Для изучения особенностей радиационного разогрева материалов необходимо определение максимальной температуры образцов, располагаемых в экспериментальных устройствах (ЭУ) РР-1, РР-2 и РР-3 в реакторе ИГР. Теплофизический расчет, использующий результаты нейтронно-физического расчета, позволяет спрогнозировать состояние материалов при их облучении в зависимости от выбранных режимов работы реактора.

В связи с этим основной задачей в данных исследованиях являлось определение максимальной температуры облучаемых образцов при различных режимах работы реактора ИГР и условиях облучения. Диаграммы изменения мощности *N* и энерговыделения Q в реакторе ИГР во время экспериментов для девяти заданных режимов показаны на рисунках 1-4, а в таблице 1 приведены режимы испытаний: максимальная мощность, длительность и энерговыделение в реакторе ИГР [1, 3, 5, 6].

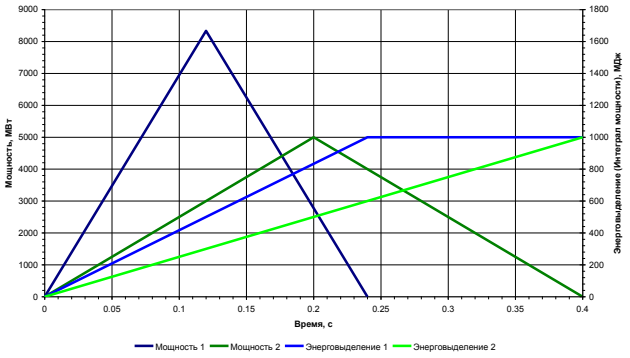


Рисунок 1. Диаграмма изменения мощности и энерговыделения в реакторе ИГР (режимы 1-2)

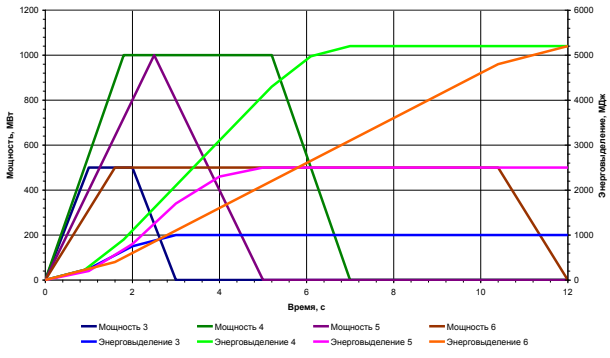


Рисунок 2. Диаграмма изменения мощности и энерговыделения в реакторе ИГР (режимы 3-6)

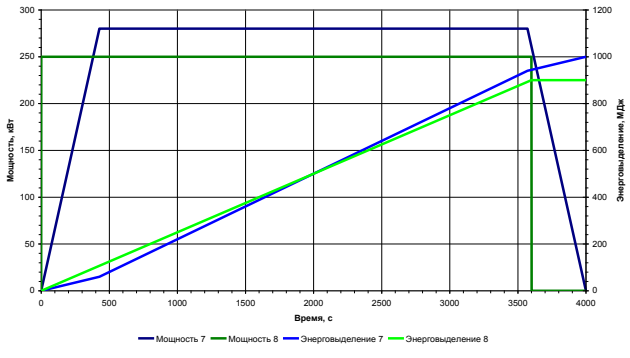


Рисунок 3. Диаграмма изменения мощности и энерговыделения в реакторе ИГР (режимы 7-8)

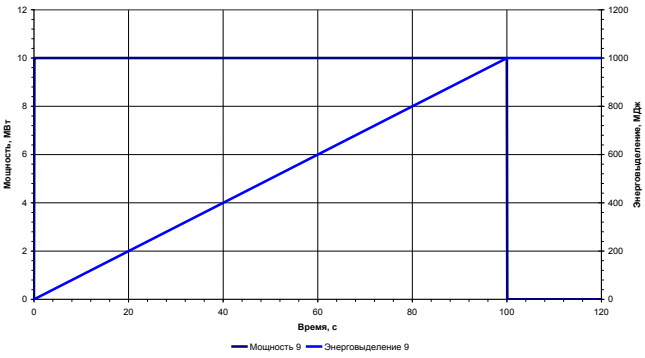


Рисунок 4. Диаграмма изменения мощности и энерговыделения в реакторе ИГР (режим 9)

Таблица 1. Режимы испытаний

Эксперимент	№ режима	Максимальная мощность, МВт	Длительность, с	Энерговыделение, МДж
Вспышка	1	8333	0,24	1000
Вспышка	2	5000	0,4	1000
Импульс	3	500	3	1000
Импульс	4	1000	7	5200
Импульс	5	1000	5	2500
Импульс	6	500	12	5200
Импульс	7	0,280	4000	1000
Импульс	8	0,250	3600	900
Импульс	9	10	100	1000

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Так как все образцы в ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 во время эксперимента будут находиться в вакууме в кварцевых ложементах и площадь контакта между образцом и кварцевым ложементом будет крайне мала, то теплообмен между ними будет незначителен. Основные потери энергии образцом будут происходить за счет излучения. Теплообмен излучением будет иметь место между образцами и внутренней поверхностью ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3. При проведении расчета начальная температура образцов была принята равной T_0 = 300 К, а температура стенки ампулы ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 принята постоянной и равной T_c = 300 К.

В таблице 2 приведены используемые характеристики материалов [7-9], такие, как:

- площадь теплообмена (F_{TO}), которая определялась, как площадь верхней грани образца $a \times b$, если образец исполнен в виде параллелепипеда, а для образца в виде цилиндра - это площадь основания $\pi d^2/4$;
- температура плавления $T_{пл}$;
- теплоемкость C_p при температуре 300 К и скрытая теплота плавления L, принятые для расчета; для графитовых материалов скрытая теплота плавления принята равной 0, так как при температуре ~ 4000 К начинается переход графита в газовое состояние или так называемая возгонка [7];
- расчетное значение удельной мощности энерговыделения в исследуемых образцах за счет радиационного разогрева в устройствах РР-1 - $N_{уд1}$, РР-2 - $N_{уд2}$, РР-3-1 - $N_{уд31}$ (при кадмиевой фольге толщиной 0,5 мм) и РР-3-2 - $N_{уд32}$ (при кадмиевой фольге толщиной 1,0 мм);
- расчетное значение удельной мощности энерговыделения в конструкционных материалах ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 (в стальной оболочке, в кадмиевой фольге и в алюминиевом корпусе).

Таблица 2. Характеристики материалов

Материал	F_{TO}, см^2	$T_{пл}$, К	C_p, кДж/(кг×К)	L, кДж/кг	РР-1 $N_{уд1}$, Вт/г	РР-2 $N_{уд2}$, Вт/г	РР-3-1 $N_{уд31}$, Вт/г	РР-3-2 $N_{уд32}$, Вт/г
Медь	0,817	1356	0,381	213	0,040845	0,044318	0,017242	0,013171
Никель	0,396	1725	0,457	305	0,04532	0,037555	0,014381	0,01524
Молибден	0,264	2860	0,252	210	0,03920	0,044451	0,020378	0,019829
Кобальт	0,960	1763	0,435	280	0,08352	0,081196	0,021212	0,016960
Вольфрам	1,150	3660	0,134	184,8	0,08511	0,083216	0,028390	0,026731
Цинк (Ткип = 1180 К)	1,030	693	0,393	111,4	0,03057	0,038949	0,016673	0,014044
Графит марки ГМЗ (отражатель)	1,000	~4000	0,720	0	0,020823	0,026926	0,017857	0,016335
Графит марки 11-03 (замедлитель)	0,785	~4000	0,720	0	0,024914	0,027334	0,019376	0,016020
Графит марки АРВ-1	1,000	~4000	0,720	0	0,024180	0,030809	0,016748	0,017543
Тантал	0,785	3260	0,139	174	0,10384	0,107171	0,041998	0,035967
Цирконий	1,000	2123	0,290	210	0,03933	0,047106	0,023011	0,022242
Свинец	0,785	600,5	0,125	24,3	0,03498	0,04831	0,025825	0,024356
Бериллиевый сплав	0,385	1560	1,900	1090	0,02309	0,031028	0,021368	0,018731
Бериллий	0,385	1560	1,900	1090	0,02624	0,033442	0,018941	0,02048
Сталь 12Х18Н10Т (обечайка)		~1700	0,505	270	-	0,030046	-	-
Кадмий (защитный экран)		594,4	0,2345	53,59	-	-	3,234489	1,658416
Сплав АМг-6 (корпус ЭУ)		~933	0,91	393	-	-	0,014216	0,014101

Примечание - Значение энерговыделения в таблице 2 приведено для значения мощности реактора ИГР N = 1 МВт.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЭУ РР-1, РР-2 И РР-3

Рассмотрим режим испытаний «Вспышка» (режимы испытаний №1 и №2). В связи с тем, что исследуемые образцы в ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 будут находиться в вакууме в кварцевых ложементах и длительность энерговыделения в этом режиме не превысит 1 с, при расчете утечками тепла можно было пренебречь. Расчет максимальной температуры образцов *Tmax* проводился по следующим формулам [8]:

$$Q_s = m \times C_p \times (T_{max} - T_0);$$

$$Q'_s = Q \times N_{уд} / N \times m$$

$$Q_s = Q'_s, \text{ где}$$

Q'_s – энергия, получаемая образцом во время эксперимента, Дж; m – масса образца, кг; C_p – удельная теплоемкость образца, Дж/(кг·К); Q – энерговыделение в реакторе, МДж; $N_{уд}/N$ – относительное энерговыделение в образце, Вт/г/МВт.

Если в результате расчета конечная температура получалась выше температуры плавления, то при расчете учитывалось, что часть энергии, получаемой образцом во время эксперимента, тратится на плавление материала образца.

$$Q_L = m \times L$$

$$Q_s = Q'_s, - Q_L, \text{ , где}$$

L – скрытая теплота плавления материала, Дж/кг.

Энергия Q_i, получаемая образцом во время эксперимента, и изменение температуры образца ΔT_i для ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 во время работы реактора в режиме «Вспышка» приведены в таблице 3. Индекс i указывает на номер экспериментального устройства - РР-i, где i = 1, 2, 3, 3'. Так как энерговыделение в активной зоне при работе реактора в режиме «Вспышка» имеет одно и то же значение, равное 1 ГДж, то подогрев образцов будет одинаков независимо от формы изменения мощности реактора ИГР. В экспериментах, проводимых при режиме работы реактора «Вспышка» во время испытаний в ЭУ РР-1 самый низкоплавкий образец свинца не достигнет температуры плавления, его максимальная температура при испытаниях в ЭУ РР-1 будет равна 580 К, то есть ниже температуры плавления на ~20 К. А в ЭУ РР-2 температура образца свинца будет равна температуре плавления свинца $T_{пл}$ *(Pb)* = 600,5 К и в жидкое состояние перейдет ~44 % массы образца.

Во время испытаний образцов в ЭУ РР-3-1 и РР-3-2 при работе реактора в режиме «Вспышка» расплавится и даже перейдет в газообразное состояние экранирующий цилиндр, выполненный из кадмиевой фольги. Температура образцов будет ниже, чем при испытаниях в ЭУ РР-1 и РР-2. Для того чтобы температура кадмиевого экранирующего цилиндра не достигла температуры плавления энергия, выделяемая в реакторе ИГР должна быть ниже 20 МДж [1, 2, 4, 7-9].

Таблица 3. Увеличение температуры образцов для эксперимента, проводимого в режиме «Вспышка» (энерговыделение в реакторе Q = 1 ГДж, режимы эксперимента №1 и №2)

Материал	Устройство РР-1			Устройство РР-2			Устройство РР-3-1			Устройство РР-3-2		
	Q_1, Дж	ΔT_1, К	T^{max}_1, К	Q_2, Дж	ΔT_2, К	T^{max}_2, К	Q_{31}, Дж	ΔT_{31}, К	T^{max}_{31}, К	Q_{32}, Дж	ΔT_{32}, К	T^{max}_{32}, К
Медь	302	107	407	328	116	416	128	45	345	97	35	335
Никель	168	99	399	139	82	382	53	31	331	56	33	333
Молибден	106	156	456	120	176	476	55	81	381	54	79	379
Кобальт	326	192	492	317	187	487	83	49	349	66	39	339
Вольфрам	1915	635	935	1872	621	921	639	212	512	601	199	499
Цинк	147	78	378	187	99	399	80	42	342	67	36	336
Графит марки ГМЗ (отражатель)	37	29	329	48	37	337	32	25	325	29	23	323
Графит марки 11-03 (замедлитель)	32	35	335	36	38	338	25	27	327	21	22	322
Графит марки АРВ-1	44	34	334	55	43	343	30	23	323	32	24	324
Тантал	1340	747	1047	1382	771	1071	542	302	602	464	259	559
Цирконий	248	136	436	297	162	462	145	79	379	140	77	377
Свинец	318	280	580	440	386	**600**	235	207	507	222	195	495
Бериллий 1	46	12	312	62	16	316	43	11	311	37	10	310
Бериллий 2	24	14	314	30	18	318	17	10	310	18	11	311
Сталь 12Х18Н10Т	-	-	-	0,176[*)]	59	359	-	-	-	-	-	-
Кадмий	-	-	-	-	-	-	1,514[*)]	8516	8816	1,552[*)]	1795	2095
Сплав АМг-6	-	-	-	-	-	-	1,038[*)]	16	316	1,029[*)]	15	315

[*] – Энергия приведена в МДж

Рассмотрим режим «Импульс» (режимы испытаний от №3 до №9). Все эксперименты, проводимые при работе реактора в режиме «Импульс», необходимо разделить на две группы: 1-я группа – эксперименты длительностью менее 12 секунд; 2-я группа – остальные эксперименты. В приведенных ниже таблицах введено следующее обозначение:

Q_{ij} – энерговыделение в материалах образцов, Дж; ΔT_{ij} – увеличение температуры материала образцов, К; T^{max}_{ij} – максимальная температура образца, К; i – индекс, указывающий на номер экспериментального устройства РР-i, где i = 1, 2, 3, 3'; j – индекс, указывающий на режим эксперимента, j = 3,…, 9.

Эксперименты 1-й группы

Для первой группы экспериментов, проводимых в режиме «Импульс» (продолжительностью менее 12 секунд), можно пренебречь потерями энергии за счет излучения, так как длительность экспериментов мала и, следовательно, относительное количество энергии, отданное образцом за счет излучения, не превысит погрешность расчета. Если сравнить результаты расчета температуры образцов при длительности режима менее 1 секунды и около 12 секунд, можно определить, что максимальное отличие расчетного увеличения температуры образцов для режимов «Вспышка» и «Импульс» не превышает 1 %.

В таблице 4 приведены результаты расчета повышения температуры образцов для ЭУ РР-1 в зависимости от энерговыделения в активной зоне реактора ИГР. В экспериментах, проводимых при работе реактора в режиме «Импульс» для первой группы режимов, в ЭУ РР-1 часть образцов расплавится (максимальная температура образцов, которые расплавятся в таблице 4 выделена жирным шрифтом), но температура образцов не превысит температуры кипения [1, 2, 4, 7-9].

Таблица 4. Увеличение температуры образцов для эксперимента, проводимого в режиме «Импульс» (экспериментальное устройство РР-1)

Режим эксперимента	**3**			**5**			**4; 6**		
Энерговыделение в реакторе, МДж	**1000**			**2500**			**5200**		
Длительность эксперимента, с	**3**			**5**			**7 (12)**		
Материал	Q_{13}, Дж	ΔT_{13}, К	T^{max}_{13}, К	Q_{15}, Дж	ΔT_{15}, К	T^{max}_{15}, К	Q_{14}, Дж	ΔT_{14}, К	T^{max}_{14}, К
Медь	302	107	407	756	268	568	1572	557	857
Никель	168	99	399	419	248	548	872	516	816
Молибден	106	156	456	265	389	689	550	809	1109
Кобальт	326	192	492	814	480	780	1694	998	1298
Вольфрам	1915	635	935	4787	1588	1888	9958	3303	3603
Цинк	147	78	378	367	194	494	763	393	**693**
Графит марки ГМЗ (отражатель)	37	29	329	94	72	372	195	150	450
Графит марки 11-03 (замедлитель)	32	35	335	81	86	386	168	180	480
Графит марки АРВ-1	44	34	334	109	84	384	226	175	475
Тантал	1340	747	1047	3349	1868	2168	6966	2960	**3260**
Цирконий	248	136	436	619	339	639	1288	705	1005
Свинец	318	280	580	796	505	**805**	1655	1261	**1561**
Бериллиевый сплав	46	12	312	115	30	330	240	63	363
Бериллий	24	14	314	59	34	334	123	72	372

В экспериментах проводимых при работе реактора в режиме «Импульс» №3, образец свинца не достигнет температуры плавления, так как температура образца будет равна 580 К, что всего на 20 К ниже температуры плавления. Свинец полностью перейдет в жидкое состояние (расплавится) и его температура будет равна 805 К или на ~205 К выше температуры плавления при облучении в режиме «Импульс» №5. На режимах №4 и №6 температура образца свинца превысит температуру плавления на ~961 К, но на ~462 К будет ниже температуры кипения, которая для свинца равна $T_{кип}(Pb)$ = 2023 К.

Во время экспериментов проводимых в режиме «Импульс» №4 и №6 поведение материалов будет таким:

- образец из цинка частично расплавится и в жидкое состояние перейдет ~4 % массы образца, а температура образца будет равна температуре плавления цинка $T_{пл}(Zn)$ = 693 К;
- образец из тантала также частично расплавится и в жидкое состояние перейдет ~74 % массы образца, а температура образца будет равна температуре плавления тантала $T_{пл}(Ta)$ = 3260 К;
- температура образца из вольфрама будет всего на ~60 К меньше температуры плавления;
- температура остальных образцов будет меньше температуры плавления более чем на 460 К.

В связи с тем, что кварцевое стекло КС-4В (кварцевые ложементы) имеет максимальную постоянную рабочую температуру равную 1223 К, невозможно планировать эксперименты в режиме «Импульс» для ЭУ РР-1 на режимах №4 и №6 для образцов из кобальта, вольфрама, тантала и свинца, а на режиме № 5 для образцов из вольфрама и тантала. Температура размягчения кварцевого стекла КС-4В составляет от 1873 до 2023 К, поэтому испытания образцов из свинца и кобальта на режимах №4 и №6 возможны, если

пренебречь искривлением кварцевых ложементов во время проведения экспериментов.

В таблице 5 приведены результаты расчета повышения температуры образцов для ЭУ РР-2 в зависимости от энерговыделения в реакторе. В экспериментах, проводимых при работе реактора в режиме «Импульс», для первой группы режимов в ЭУ РР-2 часть образцов расплавится (максимальная температура образцов, которые расплавятся, в таблице 7 выделена жирным шрифтом) [1, 2, 4, 7-9].

Свинец полностью перейдет в жидкое состояние (расплавится) на всех режимах испытаний. Его температура во время экспериментов в режиме «Импульс» №3 будет равна 600 К и, следовательно, ~44 % массы образца расплавится. В режиме «Импульс» №5 образец полностью перейдет в жидкое состояние и температура его расплава будет составлять 1072 К. Во время экспериментов проводимых на режимах №4 и №6 температура свинца превысит температуру плавления и достигнет температуры кипения, которая равна $T_{кип}(Pb)$ = 2023 К, причем в газообразное состояние перейдет ~1,3 % массы образца.

Таблица 5. Увеличение температуры образцов для эксперимента, проводимого в режиме «Импульс» (экспериментальное устройство РР-2)

Режим эксперимента	**3**			**5**			**4 (6)**		
Энерговыделение в реакторе, МДж	**1000**			**2500**			**5200**		
Длительность эксперимента, с	**3**			**5**			**7 (12)**		
Материал	**Q_{23}, Дж**	**ΔT_{23}, К**	**T^{max}_{23}, К**	**Q_{25}, Дж**	**ΔT_{25}, К**	**T^{max}_{25}, К**	**Q_{24}, Дж**	**ΔT_{24}, К**	**T^{max}_{24}, К**
Медь	328	116	416	820	291	591	1705	605	905
Никель	139	82	382	347	205	505	722	427	727
Молибден	120	176	476	300	441	741	624	917	1217
Кобальт	317	187	487	792	467	767	1647	971	1271
Вольфрам	1872	621	921	4681	1552	1852	9736	3229	3529
Цинк	187	99	399	467	248	548	972	393	**693**
Графит марки ГМЗ (отражатель)	48	37	337	121	93	393	252	194	494
Графит марки 11-03 (замедлитель)	36	38	338	89	95	395	185	197	497
Графит марки АРВ-1	55	43	343	139	107	407	288	222	522
Тантал	1382	771	1071	3456	1928	2228	7189	2960	**3260**
Цирконий	297	162	462	742	406	706	1543	845	1144
Свинец	440	300	**600**	1099	772	**1072**	2286	1723	**2023**
Бериллиевый сплав	62	16	316	155	41	341	323	85	385
Бериллий	30	18	318	75	44	344	156	92	392

Во время экспериментов, проводимых в режиме «Импульс» №4 и №6, поведение материалов будет таким:

- образец из цинка частично расплавится и в жидкое состояние перейдет ~43 % массы образца, а температура образца будет равна температуре плавления цинка $T_{пл}(Zn)$ = 693 К;
- образец из тантала также частично расплавится и в жидкое состояние перейдет ~84 % массы образца, а температура образца будет равна температуре плавления тантала $T_{пл}(Ta)$ = 3260 К;
- температура образца из вольфрама будет всего на ~130 К меньше температуры плавления;
- температура остальных образцов будет меньше температуры плавления более чем на 450 К.

Как уже указывалось ранее, кварцевое стекло КС-4В имеет максимальную постоянную рабочую температуру не выше 1223 К, поэтому невозможно планировать эксперименты в режиме «Импульс» для ЭУ РР-2 на режимах №4 и №6 для образцов из кобальта, вольфрама, тантала и свинца, а на режиме №5 для образцов из вольфрама и тантала. Эксперименты с использованием ЭУ РР-3-1 и РР-3-2 нельзя планировать, так как экранирующий цилиндр, выполненный из кадмиевой фольги, расплавится при энерговыделении в реакторе ИГР более 20 МДж [1, 2, 4, 7-9].

Для второй группы экспериментов, проводимых при работе реактора ИГР в режиме «Импульс» (продолжительностью более 12 секунд) необходимо определить потери энергии образцов за счет теплового излучения. Расчет энергии, полученной образцом во время эксперимента, проводился с использованием следующих формул [8]:

$$Q_{луч} = \int_0^{\tau} \varepsilon_n \times c_0 \times F_{TO} \times \left(\left(\frac{\overline{T_o(\tau)}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c(\tau)}{100} \right)^4 \right) \times d\tau ;$$

$$Q_s = Q'_s, - Q_L,$$

где $Q_{луч}$ – потери энергии образцом за счет теплового излучения, Дж; ε_n – приведенная степень черноты, при расчете принята равной ε_n = 0,6; c_0 – коэффициент излучения абсолютно черного тела, c_0 = 5,67 Вт/(м^2·К^4); $\overline{T_o}$ - средняя температура образца во время эксперимента, К; T_c – средняя температура экрана (стенки экспериментального устройства), К; τ – продолжительность эксперимента, с.

В таблице 6 приведены расчетные данные увеличения температуры во время экспериментов проводимых при работе реактора в режиме «Импульс» на режимах 7 – 9 для образцов исследуемых и конструкционных материалов в ЭУ РР-1.

Таблица 6. Увеличение температуры образцов для эксперимента, проводимого в режиме «Импульс» (экспериментальное устройство РР-2)

Режим эксперимента	**7**			**8**			**9**		
Энерговыделение в реакторе, МДж	**1000**			**900**			**1000**		
Длительность эксперимента, с	**4000**			**3600**			**100**		
Материал	**Q_{17}, Дж**	**ΔT_{17}, K**	**T^{max}_{17}, K**	**Q_{18}, кДж**	**ΔT_{18}, K**	**T^{max}_{18}, K**	**Q_{19}, кДж**	**ΔT_{19}, K**	**T^{max}_{19}, K**
Медь	228	81	381	207	73	373	300	106	406
Никель	134	79	379	121	72	372	167	98	398
Молибден	70	103	403	64	94	394	104	154	454
Кобальт	176	104	404	162	95	395	320	188	488
Вольфрам	804	267	527	765	254	554	1835	609	909
Цинк	92	49	349	83	44	344	145	77	377
Графит марки ГМЗ (отражатель)	21	16	316	19	15	315	37	28	328
Графит марки 11-03 (замедлитель)	17	18	318	16	17	317	32	34	334
Графит марки АРВ-1	24	19	319	22	17	317	43	33	333
Тантал	478	266	566	457	255	555	1259	702	1002
Цирконий	145	79	379	132	72	372	244	134	434
Свинец	139	122	422	129	114	414	309	271	571
Бериллиевый сплав	43	11	311	38	10	310	46	12	312
Бериллий	20	12	312	18	10	310	24	14	314

Если сравнить данные, полученные для режимов испытаний №1 (таблица 3) и №7 (таблица 6), то заметно уменьшение максимальной температуры образцов во время испытания на режиме №7 по сравнению с режимом №1. Увеличение температуры для образцов из вольфрама, тантала и свинца на ~60 % меньше; более чем на ~40 % меньше увеличение температуры для образцов из кобальта, графита всех марок и циркония; более чем на ~30 % меньше увеличение температуры у образцов из молибдена и цинка; на ~20 % меньше увеличение температуры у образцов из меди и никеля; и всего на ~10 % меньше увеличение температуры у образцов из бериллия.

Сравнивая расчетные значения температуры, полученные для режимов 3 (таблица 4) и 9 (таблица 6), можно заметить, что при длительности режима эксперимента, равном 100 секундам увеличение температуры образцов из тантала, вольфрама и свинца меньше, соответственно, на 45, 26 и 8 К или на 6, 4 и 3 % по сравнению с увеличением температуры, рассчитанным при длительности эксперимента менее 12 секунд. Это максимальное отличие увеличения температуры образцов. Отличие увеличения температуры других образцов составляет менее 4 К или 2 %.

В таблице 7 приведены расчетные данные увеличения температуры во время экспериментов проводимых при работе реактора в режиме «Импульс» на режимах 7 – 9 для образцов исследуемых и конструкционных материалов в ЭУ РР-2.

Таблица 7. Увеличение температуры образцов для эксперимента, проводимого в режиме «Импульс» (экспериментальное устройство РР-2)

Режим эксперимента	**7**			**8**			**9**		
Энерговыделение в реакторе, МДж	**1000**			**900**			**1000**		
Длительность эксперимента, с	**4000**			**3600**			**100**		
Материал	**Q_{27}, Дж**	**ΔT_{27}, K**	**T^{max}_{27}, K**	**Q_{28}, кДж**	**ΔT_{28}, K**	**T^{max}_{28}, K**	**Q_{29}, кДж**	**ΔT_{29}, K**	**T^{max}_{29}, K**
Медь	328	97	397	295	90	390	328	116	416
Никель	139	75	375	125	68	368	139	82	382
Молибден	120	126	426	108	118	418	120	175	475
Кобальт	317	116	416	285	111	411	317	184	484
Вольфрам	1872	270	570	1685	270	570	1872	596	896
Цинк	187	77	377	168	71	371	187	98	398
Графит марки ГМЗ (отражатель)	48	44	344	44	39	339	48	38	338
Графит марки 11-03 (замедлитель)	36	44	344	32	39	339	36	38	338
Графит марки АРВ-1	55	46	346	50	42	342	55	43	343
Тантал	1383	276	576	1244	278	578	1383	723	1023
Цирконий	297	107	407	267	101	401	297	160	460
Свинец	440	162	462	396	160	460	440	372	672
Бериллиевый сплав	62	19	319	56	17	317	62	16	316
Бериллий	30	24	324	27	21	321	30	18	318

Если сравнить данные, полученные для режимов испытаний №1 (таблица 3) и №7 (таблица 7), то можно заметить как уменьшение, так и увеличение максимальной температуры образцов во время испытания на режиме №7 по сравнению с режимом №1. Это связано с увеличением температуры оболочки из нержавеющей стали. Увеличение температуры для образцов из вольфрама и тантала на ~60 % меньше; на ~40 % меньше увеличение температуры для образцов из кобальта и свинца; на ~30 % меньше увеличение температуры у образцов из молибдена и циркония; на ~20 % меньше увеличение температуры у образцов из меди и цинка; на ~10 % меньше увеличение температуры у образца из никеля; на ~10 % больше увеличение температуры у образцов из графита; и на ~20 % больше увеличение температуры образцов из бериллия.

Сравнивая расчетные значения температуры, полученные для режимов № 3 (таблица 5) и 9 (таблица 7), можно заметить, что при длительности режима эксперимента равном 100 секундам увеличение температуры образцов из тантала и вольфрама меньше, соответственно, на 48 и 25 К или на 6 и 4 % по сравнению с увеличением температуры, рассчитанным при длительности эксперимента менее 12 секунд. Это максимальное отличие увеличения температуры образцов. Отличие увеличения температуры других образцов составляет менее 3 К или 1,5 % [1, 2, 4, 7-9].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненного теплофизического расчета было определено, что:

- только температура образцов из свинца во время экспериментов, проводимых при работе реактора в режиме «Вспышка», будет сравнима с температурой плавления; остальные образцы будут иметь температуру намного ниже температуры плавления материала, из которого они сделаны;
- повышение температуры всех образцов в ЭУ РР-2 во время экспериментов в режиме «Вспышка» практически совпадает с повышением температуры образцов в ЭУ РР-1;
- увеличение длительности экспериментов для ЭУ РР-1 при работе реактора в режиме «Импульс» с 3 до 4000 с приводит к заметному уменьшению роста температуры образцов. Повышение температуры образцов из вольфрама, тантала и свинца снижается - на 60 %; образцов из кобальта, графита и циркония – на 40 %; образцов из молибдена и цинка – на 30%; образцов из меди и никеля – на 20%; образцов из бериллия – на 10 %;
- во время экспериментов, проводимых при работе реактора в режиме «Импульс» длительностью менее 12 с, расчетное повышение температуры образцов в ЭУ РР-1 и РР-2 практически совпадает с ростом температуры во время экспериментов, проводимых в режиме «Вспышка».

В то же время было обнаружено, что невозможно планировать эксперименты с образцами из тантала, вольфрама в ЭУ РР-1 и РР-2 на режимах с энерговыделением более 1 ГДж, а с образцами из кобальта и свинца на режимах с энерговыделением более 2,5 ГДж. Также было установлено, что экранирующий цилиндр, выполненный из кадмиевой фольги, нельзя применять в ЭУ РР-3-1 и РР-3-2 при энерговыделении в реакторе ИГР более 20 МДж [1-9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Алейников, Ю.В. Радиационный разогрев конструкционных материалов в поле излучения импульсного графитового реактора ИГР / Ю. В. Алейников, А. Т. Избасханова, Е. А. Кенжин, И. В. Прозорова // Вестник НЯЦ РК. – 2010. – № 1. – (в печати).
2. Герасимов, В. В. Материалы ядерной техники / В. В. Герасимов, А. С. Монахов. – М. : Атомиздат, 1973. – 288 с.
3. Горин, Н. В. Измерение температуры радиационного разогрева конструкционных материалов излучением ИГР / Н. В. Горин, Я. З. Кандиев, А. И. Ульянов [и др.] // Журн. атомная энергия. – 2001. – Т. 90, вып. 1. – С. 17-21.
4. Зиновьев, В. Е. Теплофизические свойства материалов при высоких температурах / В. Е. Зиновьев. – М. : Металлургия, 1989. – 318 с.
5. Кенжин, Е. А. Исследования радиационного разогрева материалов, используемых в реакторостроении / Е. А. Кенжин, А. Т. Избасханова // Вестник НЯЦ РК. – 2009. – № 2. – С. 158–163.
6. Кенжин, Е. А. Экспериментальное устройство для внутриреакторных исследований радиационного разогрева материалов / Е. А. Кенжин, А. Т. Избасханова // Вестник национальной инженерной академии Республики Казахстан. – 2010. – № 1(35). С. 47-56. ISSN 1606-146X.
7. Таблицы физических величин / Справочник под редакцией акад. И. К. Кикоина. – М. : Атомиздат, 1976.
8. Теплотехнический справочник / Гл. ред. проф. П. Т. Лебедев. – М. : Госэнергоиздат. – 1957. – Т. 1. – 896 с.
9. Чиркин, В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники / В. С. Чиркин. – М. : Атомиздат, 1968. – 484 с.

ИГР РЕАКТОРЫНЫҢ ӘРТҮРЛІ ЖҰМЫС РЕЖИМІ МЕН СӘУЛЕЛЕНДІРУ ЖАҒДАЙЫНДА РАДИАЦИЯЛЫҚ ҚЫЗДЫРУ НӘТИЖЕСІНДЕГІ РЕАКТОР МАТЕРИАЛДАРЫНЫҢ ТЕМПЕРАТУРАСЫН ЕСЕПТІК-ЭКСПЕРИМЕНТТІК АНЫҚТАУ

Игнашев В.И., Ізбасқанова А.Т., Кенжин Е.Ә.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

Радиациялық қызу ерекшеліктерін зерделеу жөніндегі эксперименттер легінде реакторлық сынаулар жүргізу мүмкіндігін негіздеу үшін ИГР реакторының РР-1, РР-2 және РР-3 эксперименттік құрылғыларына орналастырылған зерттелетін үлгілердің ең жоғарғы температурасына қажетті есептік анықтау жүргізілді. Нейтрондық-физикалық есептеу нәтижесінде алынған энергия бөлу параметрлерін негізге алған жылу-физикалық есептеу таңдап алынған режимдерге және әртүрлі энергия бөлу кезіндегі жоғары және төмен ағынды сәулелендіру параметрлеріне байланысты сәулелендіру кезіндегі материалдардың жай-күйін болжауға мүмкіндік берді. РР-1, РР-2 және РР-3 эксперименттік құрылғыларының ұсынылған модельдері үшін берілген режимдердің әртүрлі ұзақтығы кезінде алынған температуралардың есептік мәндеріне жасалған салыстырмалы талдау аталмыш эксперименттер легі үшін ИГР реакторының оңтайлы жұмыс режимін таңдауға мүмкіндік берді.

CALCULATION AND EXPERIMENTAL DETERMINATION OF REACTOR MATERIALS TEMPERATURE DUE TO RADIATION HEATING UP IN DIFFERENT OPERATING MODES OF IGR AND IN IRRADIATION CONDITIONS

V.I. Ignashev, A.T. Izbaskhanova, E.A. Kenzhin

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

To justify the possibility to conduct reactor tests in series of experiments aimed to study the features of radiation heating up, the required calculated determination of maximum temperature of test samples placed at PP-1, PP-2,PP-3 experimental devices at IGR reactor was performed. Thermophysical calculation based on the use of energy release parameters obtained due to neutronic calculation, enabled to predict irradiation behavior of materials depending upon selected modes and parameters of high and low-flux irradiation during different energy release. Comparative analysis of temperature calculated values obtained during different duration of standard conditions for presented models of PP-1, PP-2 and PP-3 experimental devices enabled to select optimum operating mode of IGR reactor for this series of experiments.

УДК 53.082.6; 536.5; 53.08:001.18; 53.08:338.26

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПРОЦЕССЕ РАДИАЦИОННОГО РАЗОГРЕВА В РЕАКТОРЕ ИГР ПРИ МИНИМАЛЬНОМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИИ

Игнашев В.И., Избасханова А.Т., Кенжин Е.А.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Для прогнозирования «поведения» различных материалов, располагаемых в экспериментальных устройствах РР-1, РР-2 и РР-3 при их испытании в реакторе ИГР проводится теплофизический расчет. Основной задачей в расчете является определение максимального увеличения температуры при минимальном энерговыделении в активной зоне реактора. Теплофизический расчет учитывает особенности режимов тестирования материалов, которые можно разделить на две группы: 1-я группа – эксперименты с энерговыделением 20 МДж, 2-я группа – эксперименты с энерговыделением 10 МДж. Предварительные результаты расчета показывают заметный подъем температуры, а также то, что предлагаемые экспериментальные устройства РР-1, РР-2 и РР-3 применимы для экспериментов по изучению особенностей радиационного разогрева различных материалов в результате их облучения на реакторе ИГР в режимах с минимальным энерговыделением.

Введение

Безопасность при эксплуатации действующих и проектируемых ядерных реакторов обеспечивается реализацией технических решений, соответствующих общемировым тенденциям по приоритетности мер, предотвращающих возникновение аварий. «Поведение» материалов, используемых в реакторостроении, в рабочих и различных аварийных ситуациях, является определяющим фактором, обеспечивающим безопасность реакторной установки.

Во время работы ядерного реактора среди различных отрицательных по своему воздействию факторов возникающих в процессе его эксплуатации, существенное влияние на конструкционные материалы оказывает радиационный разогрев. Изучение механизмов разогрева в условиях высоко- и низкопоточного облучения в импульсном исследовательском реакторе ИГР представляет особый интерес, как с точки зрения установления достоверных данных о температурах радиационного разогрева этих материалов в реальном масштабе времени в зависимости от параметров облучения, так и для прогнозирования их «поведения».

Установление тепловых границ допустимого применения конструкционных материалов позволяет разработать дополнительные рекомендации обеспечивающие повышение потенциала безопасности ядерных реакторов. При этом значение подводимого тепла, критического с точки зрения повреждения конструкции при воздействии нейтронного и гамма излучения должно быть согласовано с температурой радиационного разогрева используемых в ней материалов [2, 3, 6].

Постановка задачи

Большинство исследований проводимых на реакторе ИГР связаны с обоснованием безопасности реакторных установок различного типа во всем диапазоне постулируемых аварий. Предназначенный для получения высокой плотности потоков нейтронов и гамма излучения реактор обеспечивает возможность моделирования проектных и запроектных тепловых и радиационных нагрузок на объект испытаний.

Для внутриреакторных исследований радиационного разогрева путем облучения материалов в центральном экспериментальном канале реактора ИГР в условиях контролируемой теплоотдачи и варьируемого теплосъема разработано и создано базовое экспериментальное устройство (ЭУ) РР-1, на основе которого в дальнейшем были разработаны его модификации РР-2 и РР-3. Модельный ряд ЭУ РР обеспечивает возможность получения экспериментальных данных для всех тестируемых материалов в условиях комплексного воздействия факторов эксплуатации. ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 отличаются друг от друга наличием в ЭУ РР-2 обечайки, выполненной из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т и предназначенной для изменения соотношения между флюенсом нейтронов и гамма-излучения в образцах. В ЭУ РР-3 используется экранирующий цилиндр, выполненный из кадмиевой фольги различной толщины (РР-3-1 – при кадмиевой фольге толщиной 0,5 мм и РР-3-2 – при кадмиевой фольге толщиной 1,0 мм), который обеспечивает максимальную минимизацию потока тепловых нейтронов в условиях критичности системы «реактор ИГР – ЭУ РР-3».

Конструкция ЭУ РР позволяет облучать образцы исследуемых материалов по всей высоте активной зоны реактора ИГР в зависимости от поставленных задач. Для замедления процесса остывания, уменьшения потерь тепла от образца и, следовательно, снижения погрешности полученных результатов в полости ЭУ РР обеспечен вакуум. Образцы исследуемых материалов электрически изолированы друг от друга и располагаются таким образом, чтобы минимизировать взаимное тепловое влияние и обеспечить режим калориметрического измерения [3, 6, 7].

С целью прогнозирования «поведения» исследуемых образцов, размещаемых в ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 при их облучении в активной зоне реактора, необходимо проведение теплофизического расчета, главная задача которого заключается в определении максимальной температуры радиационного разогрева, как исследуемых образцов, так и материалов конструкции ЭУ в зависимости от выбранных параметров работы реактора ИГР. В основе расчета должны быть использованы значения энерговыделения, полученные в результате нейтронно-физического расчета, проведенного с помощью программы MCNP5 с библиотеками констант ENDF/B-5, 6, а также учтены некоторые особенности «поведения» материалов, выявленные в предыдущем теплофизическом расчете. Предварительный расчет показал невозможность планирования экспериментов с образцами из тантала, вольфрама в ЭУ РР-1 и РР-2 на режимах с энерговыделением более 1 ГДж, а с образцами из кобальта и свинца на режимах с энерговыделением более 2,5 ГДж, в связи с их плавлением и даже частичным переходом в жидкое состояние. Также было определено, что экранирующий цилиндр, из кадмиевой фольги, установленный в ЭУ РР-3 при энерговыделении в реакторе ИГР более 20 МДж применять нельзя. Для того чтобы температура кадмиевого экранирующего цилиндра не достигла температуры плавления энергия, выделяемая в реакторе должна быть ниже 20 МДж ИГР [1, 5].

Было обнаружено, что тепловые границы допустимого применения кварцевого стекла КС-4В, из которого выполнены ложементы, не позволяют планировать эксперименты в режиме «Импульс» с энерговыделением 5,2 ГДж для ЭУ РР-1 для образцов из кобальта, вольфрама, тантала и свинца. В связи с тем, что максимальная постоянная рабочая температура кварцевого стекла КС-4В составляет 1223 К, а температура размягчения составляет от 1873 до 2023 К, испытания образцов из свинца и кобальта на режимах с энерговыделением 5,2 ГДж возможны, если пренебречь искривлением кварцевых ложементов во время проведения экспериментов.

С учетом всех вышеперечисленных фактов данный теплофизический расчет был проведен при тех же исходных данных, что и предыдущий [5], но при условиях, не являющихся критическими с точки зрения повреждения конструкции ЭУ и разрушения образцов, то есть при минимальном энерговыделении в активной зоне реактора ИГР. Параметры облучения образцов материалов можно разделить на две группы: 1-я группа – эксперименты с энерговыделением 20 МДж, 2-я группа – эксперименты с энерговыделением 10 МДж. В таблице 1 приведены: режимы испытаний, максимальная мощность, длительность и энерговыделение в реакторе ИГР [1, 4, 5, 6].

Таблица 1. Режимы испытаний

Эксперимент	№ режима	Максимальная мощность, МВт	Длительность, с	Энерговыделение, МДж
Импульс	1а	5,0	8	20
Импульс	1б	0,5	44	20
Импульс	2а	0,5	24	10
Импульс	2б	2,5	8	10

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЭУ РР-1, РР-2 И РР-3

Исследуемые образцы в ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 будут находиться в вакууме в кварцевых ложементах, длительность энерговыделения в режиме «Импульс» не превысит 44 с, а суммарное энерговыделение будет не более 20 МДж, следовательно, повышение температуры образцов во время эксперимента будет незначительным, поэтому при расчете утечками тепла можно пренебречь. При проведении расчета температура стенки корпуса ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 принята постоянной и равной T_c = 300 К, а начальная температура образцов принята равной T_0 = 300 К.

Расчет максимальной температуры образцов T_{max} проводился по следующим формулам [9]:

$$Q_s = m \times C_p \times (T_{max} - T_0);$$

$$Q'_s = Q \times N_{уд} / N \times m$$

$$Q_s = Q'_s, \text{ , где}$$

Q'_s – энергия, получаемая образцом во время эксперимента, Дж; m – масса образца, кг; Cp – удельная теплоемкость образца, Дж/(кг·К); Q – энерговыделение в реакторе, МДж; $N_{уд}/N$ – относительное энерговыделение в образце, Вт/г/МВт.

Если в результате расчета конечная температура получалась выше температуры плавления, то при расчете учитывалось, что часть энергии, получаемой образцом во время эксперимента, тратится на плавление материала образца.

$$Q_L = m \times L$$

$$Q_s = Q'_s, - Q_L, \text{ , где}$$

L – скрытая теплота плавления материала, Дж/кг.

Рассчитанные параметры для ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3-1, РР-3-2 1-й и 2-й группы экспериментов показаны в таблице 3 и 4. В приведенных таблицах введено следующее обозначение: Q_{ij} – энерговыделение в материалах образцов, Дж; ΔT_{ij} – увеличение температуры материала образцов, К; T^{max}_{ij} – максимальная температура образца, К; i – индекс, указывающий на номер экспериментального устройства РР-i, где i = 1, 2, 31, 32; j – индекс, указывающий на режим эксперимента, j = 1, 2.

Таблица 3. Увеличение температуры образцов для эксперимента, проводимого в режиме «Импульс» (энерговыделение в реакторе Q = 20 МДж, режимы эксперимента №1а и №1б)

Материал	Устройство РР-1			Устройство РР-2			Устройство РР-3-1			Устройство РР-3-2		
	Q_{11}, Дж	ΔT_{11}, К	T^{max}_{11}, К	Q_{21}, Дж	ΔT_{21}, К	T^{max}_{21}, К	Q_{311}, Дж	ΔT_{311}, К	T^{max}_{311}, К	Q_{321}, Дж	ΔT_{321}, К	T^{max}_{321}, К
Медь	6,0	2,1	302,1	6,6	2,3	302,3	2,6	0,9	300,9	1,9	0,7	300,7
Никель	3,4	2,0	302,0	2,8	1,6	301,6	1,1	0,6	300,6	1,1	0,7	300,7
Молибден	2,1	3,1	303,1	2,4	3,5	303,5	1,1	1,6	301,6	1,1	1,6	301,6
Кобальт	6,5	3,8	303,8	6,3	3,7	303,7	1,7	1,0	301,0	1,3	0,8	300,8
Вольфрам	38,3	12,7	312,7	37,4	12,4	312,4	12,8	4,2	304,2	12,0	4,0	304,0
Цинк	2,9	1,6	301,6	3,7	2,0	302,0	1,6	0,8	300,8	1,3	0,7	300,7
Графит марки ГМЗ (отражатель)	0,7	0,6	300,6	1,0	0,7	300,7	0,6	0,5	300,5	0,6	0,5	300,5
Графит марки 11-03 (замедлитель)	0,6	0,7	300,7	0,7	0,8	300,8	0,5	0,5	300,5	0,4	0,4	300,4
Графит марки АРВ-1	0,9	0,7	300,7	1,1	0,9	300,9	0,6	0,5	300,5	0,6	0,5	300,5
Тантал	26,8	14,9	314,9	27,7	15,4	315,4	10,8	6,0	306,0	9,3	5,2	305,2
Цирконий	5,0	2,7	302,7	5,9	3,2	303,2	2,9	1,6	301,6	2,8	1,5	301,5
Свинец	6,4	5,6	305,6	8,8	7,7	307,7	4,7	4,1	304,1	4,4	3,9	303,9
Бериллиевый сплав	0,9	0,2	300,2	1,2	0,3	300,3	0,9	0,2	300,2	0,7	0,2	300,2
Бериллий	0,5	0,3	300,3	0,6	0,4	300,4	0,3	0,2	300,2	0,4	0,2	300,2
Сталь 12Х18Н10Т	-	-	-	3,5*)	1,2	301,2	-	-	-	-	-	-
Кадмий	-	-	-	-	-	-	30,3*)	275,9	575,9	31,0*)	141,4	441,4
Сплав АМг-6	-	-	-	-	-	-	20,8*)	0,3	300,3	20,6*)	0,3	300,3

*) – Энергия приведена в кДж

В 1-й группе экспериментов, проводимых при энерговыделении в реакторе Q = 20 МДж, максимальное увеличение температуры в ЭУ РР-1 и РР-2 будет составлять в образцах из тантала ~15 К, вольфрама ~12 К и свинца ~8 К. Для ЭУ РР-3-1, РР-3-2 увеличение температуры этих образцов будет составлять ~6, ~4, и ~4 К соответственно. Увеличение температуры в остальных образцах будет меньше 4 К.

Температура экранирующего цилиндра, выполненного из кадмиевой фольги, в ЭУ РР-3-1 в 1-й группе экспериментов, проводимых при энерговыделении в реакторе Q = 20 МДж, будет составлять ~ 576 К и будет близка к температуре плавления $T_{пл}$ *(Cd)* = 594 К. Температура экранирующего цилиндра, выполненного из кадмиевой фольги, в ЭУ РР-3-2 в 1-й группе экспериментов будет на ~135 К ниже, чем в ЭУ РР-3-2 [1, 4, 8-10].

Таблица 4. Увеличение температуры образцов для эксперимента, проводимого в режиме «Импульс» (энерговыделение в реакторе Q = 10 МДж, режимы эксперимента №2а и №2б)

Материал	Устройство РР-1			Устройство РР-2			Устройство РР-3-1			Устройство РР-3-2		
	Q_{12}, Дж	ΔT_{12}, К	T^{max}_{12}, К	Q_{22}, Дж	$\Delta T2_{2}$, К	T^{max}_{22}, К	Q_{312}, Дж	ΔT_{312}, К	T^{max}_{312}, К	Q_{322}, Дж	ΔT_{322}, К	T^{max}_{322}, К
Медь	3,0	1,1	301,1	3,3	1,2	301,2	1,3	0,5	300,5	1,0	0,3	300,3
Никель	1,7	1,0	301,0	1,4	0,8	300,8	0,5	0,3	300,3	0,6	0,3	300,3
Молибден	1,1	1,6	301,6	1,2	1,8	301,8	0,6	0,8	300,8	0,5	0,8	300,8
Кобальт	3,3	1,9	301,9	3,2	1,9	301,9	0,8	0,5	300,5	0,7	0,4	300,4
Вольфрам	19,1	6,4	306,4	18,7	6,2	306,2	6,4	2,1	302,1	6,0	2,0	302,0
Цинк	1,5	0,8	300,8	1,9	1,0	301,0	0,8	0,4	300,4	0,7	0,4	300,4
Графит марки ГМЗ (отражатель)	0,4	0,3	300,3	0,5	0,4	300,4	0,3	0,2	300,2	0,3	0,2	300,2
Графит марки 11-03 (замедлитель)	0,3	0,3	300,3	0,4	0,4	300,4	0,3	0,3	300,3	0,2	0,2	300,2
Графит марки АРВ-1	0,4	0,3	300,3	0,6	0,4	300,4	0,3	0,2	300,2	0,3	0,2	300,2
Тантал	13,4	7,5	307,5	13,8	7,7	307,7	5,4	3,0	303,0	4,6	2,6	302,6
Цирконий	2,5	1,4	301,4	3,0	1,6	301,6	1,4	0,8	300,8	1,4	0,8	300,8
Свинец	3,2	2,8	302,8	4,4	3,9	303,9	2,4	2,1	302,1	2,2	1,9	301,9
Бериллиевый сплав	0,5	0,1	300,1	0,6	0,2	300,2	0,4	0,1	300,1	0,4	0,1	300,1
Бериллий	0,2	0,1	300,1	0,3	0,2	300,2	0,2	0,1	300,1	0,2	0,1	300,1
Сталь 12Х18Н10Т	-	-	-	1,8*)	0,6	300,6	-	-	-	-	-	-
Кадмий	-	-	-	-	-	-	15,1*)	137,9	437,9	15,5*)	70,7	370,7
Сплав АМг-6	-	-	-	-	-	-	10,4*)	0,2	300,2	10,3*)	0,2	300,2

*) – Энергия приведена в МДж

В 2-й группе экспериментов, проводимых при энерговыделении в реакторе Q = 10 МДж, максимальное увеличение температуры в ЭУ РР-1 и РР-2 будет составлять в образцах из тантала ~7,7 К и вольфрама ~6 К. Для ЭУ РР-3-1, РР-3-2 увеличение температуры этих образцов будет составлять ~3 и ~2 К соответственно. Увеличение температуры в остальных образцах будет незначительным - не более 2 К.

Максимальная температура экранирующего цилиндра, выполненного из кадмиевой фольги, в 2-й группе экспериментов, проводимых при энерговыделении в реакторе Q = 10 МДж, в ЭУ РР-3-1 будет составлять ~ 438 К, что на ~67 К больше, чем в ЭУ РР-3-2 и не достигнет температуры плавления [1, 4, 8-10].

Заключение

В результате выполненного теплофизического расчета было определено, что температура радиационного разогрева всех исследуемых образцов размещаемых в ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3, а также конструкционных материалов этих ЭУ, существенно зависит от параметров облучения (максимальной мощности, длительность облучения и значения энерговыделения в реакторе). Показано, что при энерговыделении в активной зоне реактора не более 20 МДж обеспечиваются условия предотвращающие плавление и разрушение материалов при их тестировании в центре активной зоны реактора.

Установлено, что предлагаемый модельный ряд ЭУ применим для экспериментов по изучению особенностей радиационного разогрева представленного набора материалов в результате их облучения на реакторе ИГР. Соблюдение предложенных ограничений по эксплуатационным параметрам для различных материалов, позволяет обеспечить безопасность при облучении ЭУ РР-1, РР-2 и РР-3 в рамках проводимых исследований [1, 4, 7, 8, 10].

Литература

1. Алейников, Ю.В. Радиационный разогрев конструкционных материалов в поле излучения импульсного графитового реактора ИГР / Ю. В. Алейников, А. Т. Избасханова, Е. А. Кенжин, И. В. Прозорова // Вестник НЯЦ РК. – 2010. – № 1. – (в печати).
2. Герасимов, В. В. Материалы ядерной техники / В. В. Герасимов, А. С. Монахов. – М. : Атомиздат, 1973. – 288 с.
3. Горин, Н. В. Измерение температуры радиационного разогрева конструкционных материалов излучением ИГР / Н. В. Горин, Я. З. Кандиев, А. И. Ульянов [и др.] // Журн. атомная энергия. – 2001. – Т. 90, вып. 1. – С. 17-21.
4. Зиновьев, В. Е. Теплофизические свойства материалов при высоких температурах / В. Е. Зиновьев. – М. : Металлургия, 1989. – 318 с.
5. Игнашев, В. И. Расчетно-экспериментальное определение температуры реакторных материалов в результате радиационного разогрева при различных режимах работы реактора ИГР и условиях облучения / В. И. Игнашев, А. Т. Избасханова, Е. А. Кенжин // Вестник НЯЦ РК. – 2010. – № 1. – (в печати).
6. Кенжин, Е. А. Исследования радиационного разогрева материалов, используемых в реакторостроении / Е. А. Кенжин, А. Т. Избасханова // Вестник НЯЦ РК. – 2009. – № 2. – С. 158–163.
7. Кенжин, Е. А. Экспериментальное устройство для внутриреакторных исследований радиационного разогрева материалов / Е. А. Кенжин, А. Т. Избасханова // Вестник национальной инженерной академии Республики Казахстан. – 2010. – № 1(35). С. 47-56. ISSN 1606-146X.
8. Таблицы физических величин / Справочник под редакцией акад. И. К. Кикоина. – М. : Атомиздат, 1976.
9. Теплотехнический справочник / Гл. ред. проф. П. Т. Лебедев. – М. : Госэнергоиздат. – 1957. – Т. 1. – 896 с.
10. Чиркин, В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники / В. С. Чиркин. – М. : Атомиздат, 1968. – 484 с.

ИГР РЕАКТОРЫНДА ЕҢ ТӨМЕН ЭНЕРГИЯ БӨЛІНУ КЕЗІНДЕГІ РАДИАЦИЯЛЫҚ ҚЫЗУ БАРЫСЫНДА КОНСТРУКЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛДАРДЫҢ ЕҢ ЖОҒАРҒЫ ТЕМПЕРАТУРАСЫН АНЫҚТАУ

Игнашев В.И., Ізбасқанова А.Т., Кенжин Е.Ә.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

ИГР реакторында сынау кезінде РР-1, РР-2 және РР-3 эксперименттік құрылғыларында орналасқан әртүрлі материалдардың «мінез-құлқын» болжау үшін жылу-физикалық есептеулер орындалуда. Есептеудің негізгі міндеті реактордың активті аймағында ең төмен энергия бөліну кезіндегі температураның ең жоғарғы артуын анықтау болып табылады. Жылу-физикалық есеп материалдарды тестілеу режимдерінің ерекшеліктерін ескереді, оларды екі топқа бөлуге болады: 1-топ – 20 МДж энергия бөлінетін эксперименттер, 2-топ – 10 МДж энергия бөлінетін эксперименттер. Алдын ала есептеу нәтижелері температураның айтарлықтай жоғарылайтыны, сондай-ақ ұсынылған РР-1, РР-2 және РР-3 эксперименттік құрылғыларын ИГР реакторында ең төмен энергия бөлу режимінде сәулелендіру нәтижесінде әртүрлі материалдардың радиациялық қызу ерекшеліктерін зерделеу жөніндегі эксперименттерде қолдануға болатындығын көрсетті.

DEFINITION OF MAXIMUM TEMPERATURE OF STRUCTURAL MATERIALS IN THE COURSE OF RADIATION HEATING UP IN IGR REACTOR DURING THE MINIMUM ENERGY RELEASE

V.I. Ignashev, A.T. Izbaskhanova, E.A. Kenzhin.

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

Thermophysical calculation is carried out to forecast "behavior" of various materials, placed at PP-1, PP-2 and PP-3 experimental devices during their tests in IGR reactor. The main task in calculation is the definition of the maximum temperature increase at a minimum energy release in the core of reactor. Thermophysical calculation considers the features of materials test modes which can be divided into two groups: 1st group-experiments with 20 Mj energy release, 2nd group-experiments with 10 Mj energy release. Preliminary results of calculation show that temperature is risen, and offered PP-1, PP-2 and PP-3 experimental devices are appropriate for experiments focused on study of radiation heating up features of various materials due to their irradiation at IGR reactor in modes with minimum energy release.

УДК 621.378.826; 535.37

ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПЛАЗМА – ИСТОЧНИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. I. ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМОВ

Хасенов М.У.

ТОО «Фотоника», Алматы, Казахстан

Представлен обзор работ по исследованию активных сред лазеров с прямой ядерной накачкой, выполненных в Институте ядерной физики. Рассмотрены особенности процессов образования инверсной заселенности в лазерах с ионизирующей накачкой. Приведены результаты исследований активных сред лазеров на p-s–переходах атомов неона, ртути, кадмия. Обсуждается возможность использования ион-ионной рекомбинации в лазерах с ядерной накачкой.

ВВЕДЕНИЕ

В 2008 г. опубликован обзор работ по созданию лазеров с ядерной накачкой, выполненных в Институте ядерной физики АН КазССР (в настоящее время ИЯФ НЯЦ РК) [1-4]. В данном обзоре изложены результаты работ по исследованию активных сред газовых лазеров с прямой ядерной накачкой, не вошедшие или недостаточно отраженные в [1, 4].

В отличие от большей части научных групп, проводивших исследования по лазерам с ядерной накачкой на импульсных ядерных реакторах с высоким нейтронным потоком [5], в ИЯФ исследования проводились на стационарном ядерном реакторе ВВР-К с потоком тепловых нейтронов до 10^{14} н/см^{2}с. При этом удельная мощность продуктов ядерных реакций, вложенная в газ, не превышает нескольких Вт/см^3, что ставит задачу поиска активных сред с очень низким порогом генерации. Преимуществом экспериментов на стационарных ядерных реакторах является возможность проведения более подробных исследований ядерно-возбуждаемой плазмы.

Работы по лазерам с прямой ядерной накачкой в ИЯФ были начаты в 1980 г. после появления публикаций о запуске низкопороговых лазеров: на смеси Ar-Xe с порогом генерации $8\cdot10^{12}$ н/см^{2}с [6] и непрерывного гелий-неонового лазера при потоках нейтронов $2\cdot10^{11}$ н/см^{2}с [7]. По самым оптимистическим прогнозам, мощность накачки газовых смесей (использовались как продукты ядерной реакции с ^{3}He, так и осколки деления урана) была в наших экспериментах достаточна для достижения генерации на ИК переходах ксенона. Однако в тяжелых условиях в активной зоне стационарного ядерного реактора (сильная неоднородность температуры, высокая температура, распыление и выделение примесей из слоя с ураном) этого оказалось мало [8]. Особо стоит отметить работу Картера и др., выполненную также на стационарном ядерном реакторе. В наших экспериментах плотность потока нейтронов плавно изменялась от 10^{11} до 10^{14} н/см^{2}с, однако порог генерации в смеси ^{3}He-Ne не достигался [8]. К тому же в смесях с неоном при ионизирующей накачке практически отсутствует излучение с λ=632,8 нм [9, 10]. Первые эксперименты, которые привели к отрицательным результатам, выявили необходимость поиска новых активных сред и схем заселения уровней, учитывающих особенности ядерной накачки.

1. ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ В ЛАЗЕРАХ С ИОНИЗИРУЮЩЕЙ НАКАЧКОЙ

В простой двухуровневой схеме лазера [11] коэффициент усиления среды описывается выражением:

$$\alpha = \sigma(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1})$$

здесь индексы (1, 2) относятся к верхнему уровню 2 и нижнему 1, N - населенности уровней, g - статистические веса уровней. Сечение стимулированного перехода:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{A}{\Delta W}$$

где λ–длина волны перехода, ΔW - ширина линии, A-вероятность перехода. В усиливающей среде (α>0) необходимо поддерживать инверсию населенности: населенность верхнего уровня должна превышать населенность нижнего (с поправкой на кратность вырождения). Для создания инверсной населенности принципиально важна селективность (избирательность) заселения верхнего или очищения нижнего уровня. Инверсия может быть обеспечена не только за счет преимущественного заселения верхнего рабочего уровня, но и за счет избирательной очистки нижнего уровня.

Газовые лазеры отличаются многообразием способов накачки: в электрическом разряде, химическое, газодинамическое возбуждение, оптическая накачка, накачка электронным пучком и продуктами ядерных реакций и др. В подавляющем большинстве газовых лазеров инверсия населенности создается в электрическом разряде. Принципиальным отличием лазеров с накачкой продуктами ядерных реакций или электронным пучком от газоразрядных является то, что заселение, как правило, происходит не электронным ударом с нижних уровней, а в процессе рекомбинации плазмы («сверху вниз»). На первом этапе происходит передача энергии от атомов и ионов

более легкого буферного газа A атомам (молекулам) газа B в одном из следующих процессов:

1. Перезарядке $A^+ + B \rightarrow A + (B^+)^*$
2. Реакции Пеннинга $A^* + B \rightarrow A + (B^+)^* + e$.
3. Передаче возбуждения $A^* + B \rightarrow A + B^*$.

Верхний лазерный уровень может заселяться или в одном из этих процессов, или в дальнейших процессах релаксации плазмы:

4. Каскадных переходах с высоколежащих уровней: $B^{**} \rightarrow B^* + h\nu$
5. Диссоциативной электрон-ионной рекомбинации [12]: $B_2^+ + e \rightarrow B^* + B$
6. Ион-ионной рекомбинации [13]: $A^+ + B^- \rightarrow A + B^*$.

В газоразрядных лазерах низкого давления нижний лазерный уровень расселяется обычно при оптических переходах на нижележащие уровни, в лазерах с ядерной накачкой атмосферного давления такое расселение происходит при столкновениях с атомами среды или электронами плазмы, а также в реакции Пеннинга с частицами дополнительного газа. В эксимерных лазерах, где при излучении фотона эксимерная молекула переходит в нижнее разлетное или слабосвязанное состояние, нет проблемы расселения нижнего уровня.

Характеристики лазерного излучения при накачке жестким ионизатором зависят от мощности и длительности энерговклада в активную среду, но не зависят от типа ионизатора [5]. Это означает, что кинетика процессов в активных средах лазеров, возбуждаемых электронным пучком, и лазеров с ядерной накачкой будет одинаковой. Эксперименты с пучковой накачкой можно использовать для моделирования свойств активной среды с ядерной накачкой, результаты исследований лазеров с ядерной накачкой могут применяться на установках с электронным пучком. Работы в ИЯФ проводились в сотрудничестве с лабораторией мощных газовых лазеров ФИАН, выполнявшей исследования на установках с электронным пучком. Некоторым отличием этих способов накачки является возможность получения коротких и мощных пучков электронов. В импульсных ядерных реакторах длительность импульса составляет десятки микросекунд и выше, что намного больше спонтанного времени жизни лазерных уровней (обычно десятки наносекунд). Электронный пучок обеспечивает мощность энерговклада в несколько МВт/см^3, в импульсных ядерных реакторах при максимальных потоках нейтронов 10^{17} н/см^{2}с мощность накачки не превышает 5 кВт/см^3 [14]. Таким образом, генерация в лазерах с ядерной накачкой носит непрерывный или квазинепрерывный (когда длительность импульса лазерного излучения намного больше времени жизни лазерных уровней) характер.

2. Развитие экспериментальных методов

Основным методом исследования ядерно-возбуждаемой плазмы являлся спектральный анализ люминесценции газовых смесей. Исследование спектров люминесценции дает возможность получить информацию о спектроскопических характеристиках переходов, кинетике заселения и расселения уровней, позволяет оценить возможность достижения порога лазерной генерации на отдельных переходах. Установки для исследования спектров люминесценции газов в ядерном реакторе или под действием α-частиц описаны в [3, 15, 16], спектр анализировался с помощью монохроматора SPM-2 и ФЭУ-106 (или ФЭУ-79), работающего в режиме счета фотонов. Для реакторных исследований смеси газов загружались в активную зону в запаянных ампулах с окном из радиационно-стойкого цериевого стекла. Спектральный диапазон измерений (350-830 нм) определялся границей пропускания окна и чувствительности ФЭУ, при необходимости измерений в УФ-области использовались металлические ампулы с окнами из сапфира. Испытания показали, что сапфир может использоваться как окно прозрачности в лазерах и при исследовании спектров люминесценции газовых смесей в области длин волн от 0,2 до 7 мкм, при флюэнсах нейтронов до $10^{18} \div 10^{19}$ н/см^2 [17]. При этом более предпочтительно использование сапфира, не содержащего примесей хрома, поскольку при использовании лейкосапфира измерениям мешает интенсивное, даже при заглушенном реакторе, высвечивание R–линии хрома под действием γ-излучения. Хотя в лаборатории были хорошо отработаны зондовые методы диагностики реакторной плазмы [18], в исследованиях активных сред лазеров с прямой ядерной накачкой они практически не применялись. Спектральная диагностика давала значительно больше информации. Некоторое развитие получил электродный метод диагностики [19] применительно к плазме электроотрицательных газов [20, 21].

Разработаны и испытаны три конструкции внутриреакторных лазерных установок. Одна конструкция была предназначена для испытаний смесей ксенонового лазера с накачкой осколками деления урана. Другая – для лазеров на смесях инертных газов, возбуждаемых продуктами реакций ^{3}He(n,p)T. Лазерная камера представляет собой электрополированную трубу Ø36 мм с фланцами для зеркал на краях. Расстояние между зеркалами 2,1 м, использовались зеркала на кварцевой подложке с диэлектрическим многослойным покрытием. Зеркала были удалены на расстояние 0,5 м (глухое) и 1,0 м (полупрозрачное) от активной зоны. Разделка лазерных каналов после полугодового отстоя показала, что достаточно высокой радиационной стойкостью обладают подложки из кварца КУ–1.

Откачка и напуск газа так же производились по трубе–световоду Ø 36 мм. Лазерное излучение из этой трубы через окно из LiF или CaF_2 попадало на систему регистрации. Излучения ИК–диапазона регистрировалась одновременно с помощью калориметра, расположенного над выходным окном, и, после отражения на пластине LiF, с помощью матрицы из 5 фотодиодов ФД–7Г. Излучения видимого диапазона регистрировались с помощью матрицы фотодиодов и, отраженная на LiF или стекле часть, с помощью системы для измерения спектров люминесценции на основе монохроматора SPM-2 и ФЭУ-106. Все сигналы из центрального зала реактора выведены в отдельное помещение. Это позволяет регистрировать показания приемников оптического излучения непосредственно в процессе выхода аппарата на заданную мощность (время выхода до 40 минут).

Лазерная камера для смеси газов с парами ртути представляет собой электрополированную трубу из нержавеющей стали Ø 36 мм с фланцами на концах для зеркал. Верхний фланец заглушен кварцевой пластиной Ø 62 мм, нижний закрыт заглушкой из стали ХI8Н10Т с отростком для откачки. Отросток после заполнения камеры исследуемой смесью пережимается и запаивается. Прокладки под заглушки изготовлены из свинца, что позволяет прогревать камеру или нагревать ее во время измерений до температуры ~300 ^{0}C. Зеркала, изготовленные в ОКБ ФИАН СССР, также рассчитаны на такую температуру. Часть камеры, расположенная в пределах активной зоны, нагревается за счет радиационного разогрева и температура наружной стенки камеры в центре активной зоны составляет ≈ 650 ^{0}C при номинальной мощности реактора 10 МВт. Части камеры, расположенные вне активной зоны реактора, дополнительно нагреваются с помощью электрических спиралей. Отпаянная лазерная трубка помещается в трубу Ø 80 мм и высотой 2,4 м и загружается в центральный канал реактора. Излучения лазера выводится из такого кожуха по трубе Ø36 мм, регистрация излучения производится так же, как в предыдущей конструкции, с помощью матрицы фотодиодов и ФЭУ–106, работающего в режиме счета фотонов.

3. Активные среды лазеров на p-s переходах атомов

3.1 Лазер на 3p-3s переходах неона. Запуск квазинепрерывного лазера с накачкой электронным пучком на 3p-3s переходах неона [22] стимулировал работы по прямой ядерной накачке. Уже в начале 1985 г. нами были проведены эксперименты по поиску генерации на переходах неона (таблица 1), включавшие также повторные испытания для лазера на λ=632,8 нм. Система регистрации позволяла обнаружить даже спонтанное излучение смеси, проходящее через выходное зеркало, порог генерации не был достигнут. Последующие расчетные исследования [23], а также эксперименты, проведенные в других организациях [5, 14], показали, что порог генерации на линии 585 нм действительно превышает 10^{14} н/см^{2}с.

Процессы в активных средах лазеров на 3p-3s–переходах NeI считаются хорошо изученными [5, 22]: заселение верхнего лазерного уровня происходит преимущественно за счет диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Ne_2^+ и $HeNe^+$. При относительно слабой накачке ионы $HeNe^+$ также образуют ионы Ne_2^+ в реакциях замещения:

$$HeNe^+ + Ne \rightarrow Ne_2^+ + He$$

Нами были получены результаты, которые не согласуются с такой схемой. Исследовали зависимость интенсивности линии 585 нм от концентрации тушащей добавки в смесях He-Ne-H_2(Ar, Kr, D_2) при возбуждении α–частицами ^{210}Po. Активность α–источников составляла 9,6 ГБк, что соответствует среднему энерговкладу в 2 атм гелия ~$3\cdot10^{-5}$ Вт·см$^{-3}$ и “средней” по объему газа скорости ионизации S~$4\cdot10^{12}$ см$^{-3}$с$^{-1}$. Принимая, что зависимость интенсивности люминесценции на линии 585 нм определяется конкуренцией процессов перезарядки ионов Ne_2^+ на тушащей добавке и рекомбинации электронов с Ne_2^+, получим для концентрации добавки, при которой интенсивность падает вдвое:

$$P = \sqrt{\beta \times S}\,/k$$

где k – коэффициент перезарядки Ne_2^+ на примеси, β – коэффициент рекомбинации Ne_2^+ с электронами. Тогда при k~10^{-10} см^{3}с$^{-1}$, достаточно примеси в смеси He-Ne на уровне 10^{-5} %, чтобы интенсивность уменьшилась в несколько раз. На самом деле интенсивность спадала в 2 раза при давлении добавки 3÷10 Торр.

По-видимому, заселение $3p'[1/2]_0$–уровня NeI при возбуждении тяжелой частицей происходит не в процессе диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов. Для сравнения: при ядерной накачке ртутьсодержащих смесей заселение уровней HgI происходит в процессе диссоциативной рекомбинации ионов Hg^{2+}. Добавление 0,1 Торр кислорода к смеси ^{3}He-Hg приводит к ослаблению линий триплета и резонансной линии ртути в ~500 раз [16, раздел 3.3 наст. статьи], что связано с прилипанием электронов к O_2. Добавление к смеси He (2 атм) + Ne (50 Торр) до 50 Торр технического азота с примесью ~2% O_2 привело к такому же спаду интенсивности, как и для чистых Ar и Kr, то есть процессы прилипания электронов к электроотрицательной примеси не влияют на заселение $3p'[1/2]_0$–уровня неона.

Таблица 1. Условия испытаний газовых смесей лазера на переходах NeI на реакторе ВВР-К [8]

№ п/п	Спектральный диапазон (нм)	Пропускание зеркал, (%)	Состав смеси	Давление смеси, (атм)	Макс. вкладываемая мощность, (Вт/см^3)
1	633	1; 0,5	He^3 : Ne = 5 : 1 ÷	1,0 0,4	0,23 0,32
2	530 – 680	0,1; 0,1 плоские	He^3 : Ne : Kr = 36 : 1 : 0,75 ÷ 28 : 1 : 0,5 51 : 1 : 0,4 76 : 1 : 1 He^3 : Ne = 5 : 1	2,0 2,3 3,0 3,0 3,0 1,0	1,9 2,1 2,8 2,8 2,7 0,32
3	510 – 670	0,1; 0,1 сферические	He^3 : Ne : Kr = 63 : 1 : 0,6 ÷ 27 : 1 : 0,5 He^3 : Ne = 5 : 1	3,0 1,5 1,5 0,4	2,7 1,4 1,4 0,32
4	500 – 610	0,1; 0,1 сферические	He^3 : Ne : Ar = 140 : 1 : 0,5 ÷ 44 : 1 : 0,5	7,5 3,0 2,5	7,0 2,7 2,3
5	530 – 680	1.0; 0.1 полусферические	He^3 : Ne : Ar = 54 : 1 : 0,4 30 : 1 : 0,4 ÷	3,0 6,0 3,0	2,8 5,6 2,8

В работе [24] на основании исследования спектрально-временных характеристик чистого неона с накачкой тяжелыми заряженными частицами был сделан вывод о заселении уровней неона прямым возбуждением ядерными частицами и вторичными дельта-электронами, а в He-Ne смесях также в процессах передачи возбуждения от метастабильных состояний гелия:

$$He^m + Ne + He \rightarrow Ne(3p) + 2He$$

Возможным каналом заселения на наш взгляд также являются каскадные переходы с уровней 4s:

$$He^m + Ne \rightarrow Ne(4s) + He$$

$$Ne(4s) \rightarrow Ne(3p) + h\nu$$

Известно, что уровни Ne(4s) близки к уровню He (2^3S_1), на передаче возбуждения атомам неона от He (2^3S_1) основана работа гелий-неонового лазера на 1,15 мкм. Отсутствие линий переходов 4s-3p в смеси высокого давления [24] связано с тем, что эти переходы лежат в ИК-области спектра за пределами чувствительности ФЭУ. В работе [25], где измерения проводились до 1 100 нм, присутствует линия 966,5 нм, соответствующая переходу $4s[3/2]_2$-$3p[1/2]_1$, а также линии переходов 3d-3p. Результаты настоящей работы подтверждают основной вывод [24] – при накачке смесей с неоном тяжелыми частицами преобладающий механизм заселения 3p–уровней неона не связан с диссоциативной рекомбинацией Ne_2^+.

3.2 Лазер на 7s-6p переходах атома ртути. Относительно высокая эффективность лазеров на 3p-3s переходах атома неона при накачке ионизирующим излучением с небольшой (~10÷100 Вт/см^3) удельной мощностью энерговклада стимулировала поиск новых столкновительных лазеров на разрешенных связанно-связанных электронных переходах. Перспективными для лазеров видимого диапазона представлялись триплетные линии перехода атома ртути 7^3S_1–$6^3P_{0,1,2}$ (λ=546,1; 435,8; 404,7 нм, рисунок 1), поскольку верхний рабочий уровень возбуждается ионизирующим излучением достаточно эффективно. Однако попытка обеспечить расселение состояния 6^3P_2 молекулами N_2 по схеме, использованной в непрерывном лазере на λ = 546,1 нм с оптической накачкой, при накачке ионизирующим излучением успехом не увенчалась [26].

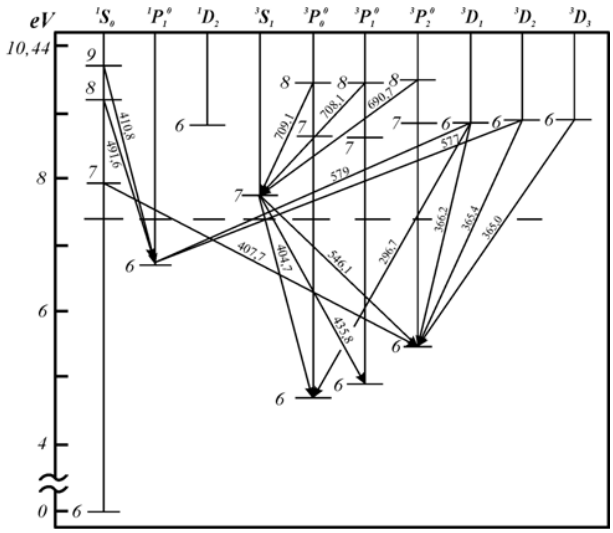


Рисунок 1. Схема уровней атома ртути. Пунктирная линия соответствует резонансу при ион-ионной рекомбинации. Длины волн указаны для линий, наблюдавшихся в спектре смеси ^{3}He-Hg (не показаны линии в области 313 нм и резонансная линия ртути)

В [27] предложена другая схема создания инверсной заселенности в лазере на линиях триплета ртути. В наших работах [15, 28] было показано, что заселение 7^3S_1–уровня атома ртути происходит в процессах диссоциативной рекомбинации ионов, а не в процессе ступенчатой ионизации электронами [26]. При увеличении парциального давления дейтерия до 100 Тор интенсивность резонансной линии ртути уменьшается более чем в 300 раз, в то время, как интенсивность линий триплета падает только в

2,5 раза. Этот факт указывает на то, что заселение уровней HgI нельзя объяснить ступенчатым возбуждением через резонансный уровень. Интенсивность линий триплета ртути практически не зависела от давления паров ртути в диапазоне (0,001÷0,3) Тор на радиоизотопной установке и 1÷100 Тор на внутриреакторной установке, что исключает возможность прямого возбуждения уровня 7^3S_1 из основного состояния электронным ударом. Отсюда можно сделать вывод, что процесс заселения уровней HgI электронным ударом не является преобладающим при возбуждении жестким ионизатором. Нам представляется наиболее вероятным, что основным каналом заселения уровней HgI при ионизирующей накачке является процесс диссоциативной электрон-ионной рекомбинации. Укажем наиболее существенные в этом случае процессы в плазме Xe + Hg (M – третья частица):

$$Xe + p(\alpha) \rightarrow Xe^+ + p(\alpha) + e$$

$$Xe^+ + Xe + M \rightarrow Xe_2^+ + M$$

$$Xe_2^+ + Hg \rightarrow Hg^+ + 2Xe$$

$$Hg^+ + Xe + M \rightarrow HgXe^+ + M$$

$$HgXe^+ + Hg \rightarrow Hg_2^+ + Xe$$

$$Hg_2^+ + e \rightarrow Hg\,(7^3S_1;\ 7^3P) + Hg \qquad (1)$$

Уровень 7^3S_1 заселяется в процессе (1) или каскадными переходами с уровней $7^3P_{0,1,2}$. Однако длины волн этих переходов лежат за пределами чувствительности ФЭУ–106. Отсутствие каскадных переходов с уровней 10^3P и 9^3P было установлено в [26], нами установлено, что практически отсутствуют также переходы $8^3P_{0,1,2} - 7^3S_1$ (рисунок 1).

Поскольку накачка осуществляется по ионному каналу, то в качестве буферного газа необходимо использовать ксенон, перезарядка с которого на водород медленная. Использования криптона менее оправдано из-за малой величины константы скорости перезарядки ионов Kr_2^+ на атомах ртути. Высокая селективность диссоциативной рекомбинации Hg_2^+ [29] в значительной степени обусловлена низкой температурой участвующих в рекомбинации электронов. Поэтому при увеличении мощности накачки до уровня, необходимого для работы лазера, полезно использование гелия для охлаждения вторичных электронов. Предложено использовать H_2 для разрушение нижнего уровня на переходе $7^3S_1 - 6^3P_2$; H_2,D_2 – на переходе $7^3S_1 - 6^3P_1$. Таким образом, оптимальная рабочая смесь лазера на триплете ртути должна быть четырехкомпонентной He-Xe-Hg-H_2 [30]. На реакторе ВВР-К была испытана смесь состава ^{3}He(1 Амага)+Xe (1 Амага)+H_2(0,04 Амага)+Hg, (1 Амага – плотность газа при нормальных условиях). Температура отростка с ртутью изменялась от 50 до 250 ^{0}C (парциальное давление паров ртути составляло от 0,01 до 75 Торр), порог генерации не был достигнут.

Квазинепрерывная генерация на $7^3S_1–6^3P_2$ переходе атома ртути с использованием такой схемы была получена на импульсном ядерном реакторе во ВНИИТФ (г. Снежинск, Россия) [31]. Внешне похожая схема реализована при возбуждении смесей ртути с инертными газами электронным пучком [32]. В этой работе в качестве буферного газа использовалась смесь He+Ne+Ar при полном давлении 2 300 Тор. Со ссылкой на более позднюю, чем [28, 30], работу указана рекомбинация Hg_2^+, как основной канал заселения 7^3S_1. Попытка использовать H_2 для расселения уровня 6^3P_2 не привела к успеху, а при давлении водорода 20 Тор генерация срывалась. На наш взгляд это связано с тем, что образовавшиеся в плазме молекулярные ионы гелия эффективно перезаряжаются на Ar, Ne (которые быстро конвертируются в молекулярные), Ar_2^+, Ne_2^+ на H_2, а константы скорости перезарядки Ar_2^+, Ne_2^+ на Hg малы ($5\cdot10^{-11}$ см^{3}с$^{-1}$ для Ne_2^+ и $< 10^{-12}$ см^{3}с$^{-1}$ для Ar_2^+ [33]). Поскольку давление паров ртути было ~1 Тор, энергия пучка уходила на ионизацию H_2, а не атомов ртути. Основной канал ионизации ртути в такой смеси - процесс Пеннинга с участием возбужденных атомов аргона.

3.3 Заселение при ион-ионной рекомбинации. В [13] было предложено использовать рекомбинацию положительных и отрицательных атомарных ионов для накачки лазеров. При ион-ионной рекомбинации достигается высокая селективность накачки, заметно большая, чем при электрон-ионной рекомбинации. Эффективно заселяются уровни в диапазоне энергий 0,3÷0,4 эВ, при большем разбросе энергий сечение процесса резко убывает. Особенно перспективно использование эффекта ион-ионной рекомбинации при ядерном возбуждении, так как в этом случае образуются в основном ионы, а не возбужденные состояния атомов и ионов. Возможность создания лазера с прямой ядерной накачкой с использованием ион-ионной нейтрализации была теоретически рассмотрена в [34]. Исследована кинетика процессов при заселении уровней атомарного кислорода (азота) в процессах нейтрализации $O^- + O^+$ ($O^- + N^+$) в смесях ^{3}He + N_2O + O_2 (N_2). Отрицательные ионы кислорода образуются в процессах прилипания электронов к молекулам закиси азота. Хотя сечение ион-ионной рекомбинации убывает с возрастанием газовой температуры, сечение прилипания возрастает с температурой гораздо быстрее. Поэтому повышение температуры газа должно увеличивать эффективность возбуждения при ион-ионной рекомбинации [34], что существенно в условиях радиационного разогрева в поле излучения ядерного реактора.

Нами в январе 1983 г. были проведены эксперименты по проверке возможности заселения молекулы азота в состоянии $C^3\Pi u$ в процессе:

$$N_2^+ + F^-\,(Cl^-) + M \rightarrow N_2(C^3\Pi u) + F\,(Cl) + M$$

Эти эксперименты привели к отрицательному результату [8, 16]. Мы также рассмотрели два процесса с отрицательными ионами кислорода [15, 16]:

$$Hg^+ + O^- + M \rightarrow Hg^* + O + M \qquad (2)$$
$$Hg^+ + O_2^- + M \rightarrow Hg^{**} + O_2 + M$$

Исследовались спектры излучения в смесях газов $^3He + Hg + CO_2 (O_2)$ при возбуждении α–частицами ^{210}Po. В условиях эксперимента преобладающий канал образования отрицательных ионов в смесях с CO_2 – диссоциативное прилипание:

$$CO_2 + e \rightarrow CO + O^-$$

а в смесях с O_2 прилипание в тройных столкновениях:

$$O_2 + e + He \rightarrow O_2^- + He$$

Интенсивности линий в смесях ^3He (1500 Тор) и Hg (1,5 мТор) с добавками O_2 и CO_2 приводятся в таблице 2. Усиление линий в области 366±1 нм с увеличением давления CO_2 объясняется увеличением интенсивности перехода иона CO_2^+ с λ=367 нм (для сравнения приведена интенсивность полосы 351 нм). В нашей ранней работе [15] предполагалось, что в процессе (2) будут заселяться 7P и 6D уровни ртути. Как видно из полученных результатов, усиление линий переходов с уровней 6D в смесях с CO_2 отсутствует. Наблюдавшееся начальное увеличение интенсивности линий триплета ртути при добавлении CO_2 объяснялось в [15] улучшением эффективности передачи энергии от ионов и возбужденных атомов гелия к атомам ртути через CO_2. Однако сильное уменьшение интенсивности линий переходов с уровней 6D с ростом парциального давления CO_2 позволяет сделать следующие предположения:

- уменьшение интенсивности линий переходов с 6D уровней связано с уменьшением скорости диссоциативной электрон-ионной рекомбинации из-за прилипания электронов к CO_2, а также тушением уровней молекулами CO_2
- *в процессах (2) рекомбинации ионов Hg^+ и O^- заселяется уровень 7^3S_1.*

Резонансный уровень 6^3P_1 заселяется переходами с уровня 7^3S_1, более быстрое уменьшение интенсивности резонансной линии с давлением CO_2 по сравнению с линиями триплета объясняется большим временем жизни (в ~12 раз) уровня 6^3P_1, чем 7^3S_1.

Таблица 2. Относительные интенсивности линий в смесях со ртутью

Смесь	Длина волны, нм					
	253	297	313	365÷367	436	351
	$6^1S_0 – 6^3P_1$	$6^3P_0 – 6^3D_1$	$6^3P_1 – 6D$	$6^3P_2 – 6D\ (CO_2^+)$	$6^3P_1 – 7^3S_1$	(CO_2^+)
$^3He + Hg$	14000	540	930	1000(365) 2200(366)	25500	2000
$^3He + Hg + CO_2$ (0,1 Topp)	8000	150	400	7400	32000	5800
$^3He + Hg + CO_2$ (1 Topp)	1400	20	50	650	9700	600
$^3He + Hg + O_2$ (0,1 Topp)	~ 30			907	~ 60	926
$^3He + Hg + O_2$ (1 Topp)	~0			~0	~0	0

Ожидавшиеся [15] переходы с уровней 9P и 10P в смесях с O_2 не наблюдались. Резкое ослабление линий триплета ртути объясняется прилипанием электронов к молекулам кислорода (и, частично, тушением уровней молекулами кислорода). Это еще раз подтверждает механизм заселения уровней ртути в процессе диссоциативной электрон-ионной рекомбинации.

3.4 Излучение смеси ^{3}He-Xe-Cd. Схема энергетических уровней атома кадмия аналогична схеме уровней ртути, поэтому представляет интерес исследование возможности квазинепрерывной генерации на 6s–5p переходах Cd [35]. Квантовый КПД такой системы (отношение энергии фотона к энергии образования электрон-ионной пары в Xe) превышает 11%, что заметно выше, чем на переходах иона кадмия в смеси He-Cd.

Спектр излучения смеси ^{3}He-Cd в основном соответствует описанному в [26], несколько отличается только соотношение интенсивностей некоторых линий. Непрерывный спектр образован излучением молекул Cd_2*. Кроме линий триплета кадмия, линии 643,8 нм ($5^1D_2–5^1P_1$) из атомарных наблюдалась также линия 361,0 нм ($5^3D_3–5^3P_2$), её интенсивность составляла в максимуме (при 350 ^{0}C) около 5,5 ед. Для сравнения приведем максимальную интенсивность самой яркой в наших условиях ионной линии 441,6 нм – 110 ед. при 360 ^{0}C.

В смеси ^{3}He-Xe-Cd интенсивность линии 361,0 нм ниже порога чувствительности установки (~0,1 ед.), как и следовало ожидать, отсутствуют линии Cd II. Заселение 6^3S_1 и 5^1D_2 уровней кадмия может происходить как непосредственно в процессе рекомбинации ионов Cd_2^+ с электронами, так и каскадными процессами с более высоких уровней. Длины волн таких переходов лежат за пределами чувствительности ФЭУ, однако о получении генерации на переходах $6^3P_1 – 6^3S_1$, $4^3F_2 – 5^3D_3$ в смеси He-Cd сообщалось в [36]. Отсутствие линии 361,0 нм в спектре излучения указывает на то, что в смеси (He)-Xe-Cd заселение уровня 4^3F_2 несущественно или уровни 4^3F_2, 5^3D_3 сильно тушатся ксеноном. Характер зависимости интенсивности линий 508,6 и 643,8 нм от температуры указывает на то, что перезарядка Xe_2^+ на Cd идет медленно. Зависимость интенсивности на λ=508,6 нм от плотности атомов кадмия (N) показана на рисунке 2. Зависи-

мость интенсивности от N, аналогично случаю с Hg, описывается выражением [15]:

$$I = \frac{kN}{kN + \sqrt{\alpha S}} I_\infty \qquad (3)$$

где I_∞ –интенсивность при высокой плотности атомов кадмия; k–константа скорости процесса рекомбинации ионов Cd_2^+; α–коэффициент электрон-ионной рекомбинации, принят одинаковым для основных ионов ($\approx 10^{-6}$ см^{3}с$^{-1}$). Скорость ионизации газа ($S \approx 10^{16}$ см$^{-3}$с$^{-1}$) оценивалась по известным сечению ядерной реакции и пробегам протонов и тритонов в газе. Подгонка соотношения (3) под экспериментальную зависимость (рисунок 2) позволяет оценить I_∞ (≈200 ед.) и k (~10^{-13} см^{3}с$^{-1}$).

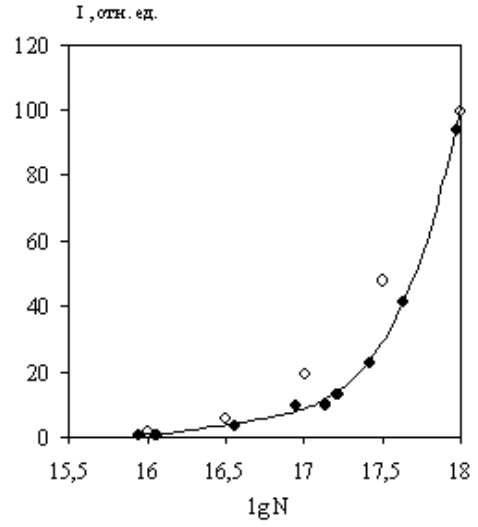


Рисунок 2. Зависимость интенсивности на 508,6 нм от плотности паров кадмия в ^{3}He-Xe-Cd. Светлые кружки - расчет по формуле (3) при I_{max}=200 ед., $k=10^{-13}$ см^{3}с$^{-1}$

Таким образом, константа скорости перезарядки Xe_2^+ на атомах кадмия мала, в отличие от константы для перезарядки на атомах ртути. Достаточно высокая для перезарядки ионов Xe_2^+ плотность паров кадмия (~$3 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$) создается при температуре около 700 ^{0}C. При такой плотности кадмия необходимо учитывать тушение состояния 6^3S_1 собственными атомами, хотя в исследованном нами диапазоне плотности заметного тушения не обнаружено (рисунок 2). Возможно, в криптоне перезарядка на Cd будет происходить быстрее, к тому же в криптоне атомы кадмия могут ионизоваться в процессе Пеннинга.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование ядерных излучений для накачки активных сред лазеров сравнительно новое научно-техническое направление. За последние 40 лет это направление прошло путь от первых предложений по применению ядерной энергии для создания инверсной заселенности до разработки различных ядерно-лазерных устройств. Заметный вклад в это направление внесли сотрудники ИЯФ. Разработаны и получили дальнейшее развитие экспериментальные методы и установки для исследования ядерно-возбуждаемой плазмы газовых смесей. Исследована возможность создания лазеров с прямой ядерной накачкой на p-s–переходах атомов неона, ртути, кадмия. Впервые предложен способ получения генерации на линиях триплета ртути, подробно исследована кинетика процессов в ртутьсодержащих газовых смесях при ионизирующей накачке. Изучены механизмы образования инверсной заселенности, определены константы скоростей процессов в активных средах лазеров с ядерной накачкой на атомарных переходах неона и кадмия. Исследована кинетика излучения при ядерном возбуждении и на ряде молекулярных переходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Батырбеков, Э.Г. Ядерно-оптические преобразователи. Лазеры с прямой ядерной накачкой / Э.Г. Батырбеков // Вестник НЯЦ РК. – 2008. – В. 3. – С. 5–17.
2. Батырбеков, Э.Г. Ядерно-оптические преобразователи. Лазеры с комбинированной ядерной накачкой / Э.Г. Батырбеков // Вестник НЯЦ РК. – 2008. – В. 3. – С. 18–25.
3. Батырбеков, Э.Г. Ядерно-возбуждаемые источники спонтанного излучения / Э.Г. Батырбеков // Вестник НЯЦ РК. – 2008. – В. 4. – С. 72–80.
4. Батырбеков, Э.Г. Внутриреакторные ядерно-возбуждаемые источники когерентного и некогерентного оптического излучения с прямой и комбинированной накачками : автореф. дисс…доктора физ.-мат. наук : 01.04.01 / Батырбеков Эрлан Гадлетович. – Алматы, 2009. – 38 с.
5. Карелин, А.В. Лазеры с ядерной накачкой и физические проблемы создания реактора-лазера / А.В. Карелин, А.А. Синянский, С.И. Яковленко // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. – № 5. – С. 387–414.
6. Воинов, А.М. Низкопороговые лазеры с ядерной накачкой на переходах атомарного ксенона / А.М. Воинов, Л.Е. Довбыш, В.Н. Кривоносов [и др.] // ДАН СССР. –1979. – Т. 245. – № 1. – С. 80–83.
7. Carter, B.D. Nuclear Pumped CW Lasing of ^{3}He-Ne System / B.D Carter, M.J. Rowe, R.T. Schneider // Appl. Phys. Lett. – 1980. – V. 36. – N2. – P.115–116.
8. Исследование активных сред лазеров, работающих в ядерном реакторе: отчет о НИР (заключит.) / ИЯФ АН КазССР; рук. Г.А. Батырбеков. – Алма-Ата, 1986 – Т.1 – 103 с. – Т.2 – 88 с. – № ГР 81032078.
9. Дмитриев, А.Б. Люминесценция неона и некоторых его смесей при высоких давлениях / А.Б. Дмитриев, В.С. Ильяшенко, А.И. Миськевич, Б.С. Саламаха // Оптика и спектроскопия. – 1977. – Т.43. – В.6. – С.1165–1168.
10. Батырбеков, Г.А. Эффективность заселения уровней лазера на 3p-3s переходах неона / Г.А. Батырбеков, Э.Г. Батырбеков, А.Б. Тлеужанов, М.У. Хасенов // Всесоюзное совещание «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах», 12 сент. – 16 сент. 1986. – Томск, – С. 9–10.

11. Карлов, Н.В. Лекции по квантовой электронике / Н.В. Карлов. М.: Наука, 1988. – 336 с. – ISBN 5-02-013855-X.
12. Смирнов, Б.М. Газовый лазер на молекулярных ионах / Б.М. Смирнов // ДАН СССР. – 1968. – Т. 183. – № 3. – С. 554 – 557.
13. Смирнов, Б.М. Газовый лазер на отрицательном ионе / Б.М. Смирнов // ДАН СССР. – 1967. – Т. 173. – № 2. – С. 316–319.
14. Мельников, С.П. Лазеры с ядерной накачкой / С.П. Мельников, А.Н. Сизов, А.А. Синянский. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2008. – 440 с. – ISBN 5-9515-0044-3.
15. Батырбеков, Г.А. Кинетика возбужденных состояний Hg при накачке ионизирующим излучением / Г.А. Батырбеков, А.М. Сорока, М.У. Хасенов [и др.] // Препринт ИЯФ АН КазССР. – 1987. – № 3-87. 41 с.
16. Smirnova, I.I. Possible use of ion-ion recombination in nuclear pumped laser / I.I. Smirnova, M.U. Khasenov // Proceedings of SPIE. – 2008. – V. 6939. – P. 69380J.
17. Батырбеков, Г.А. Радиационная стойкость элементов внутриреакторной лазерной установки / Г.А. Батырбеков, Ю.Е. Кузьмин, М.У. Хасенов [и др.] // Изв. АН КазССР, серия физ.-мат. – 1986. – № 6. – С. 23–26.
18. Батырбеков, Г.А. Концентрация носителей заряда плазмы, полученной в смеси Пеннинга при облучении осколками деления урана и реакторным излучением / Г.А. Батырбеков, Ю.Д. Кузнецов, Ж.С. Такибаев // ЖТФ. – 1974. – Т.44. – № 5. – С. 1022–1024.
19. Зайончковский, В.В. Электродный метод диагностики радиационной плазмы / В.В Зайончковский, А.Н. Кондратенко // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1977. – Т. 20. – С. 1561–1564.
20. Батырбеков, Г.А. Электродный метод диагностики плазмы электроотрицательных газов, созданной в ядерном реакторе / Г.А. Батырбеков, Ю.Е. Кузьмин, М.У. Хасенов // Изв. АН КазССР, серия физ.-мат. – 1984. – № 2. – С. 61–64.
21. Батырбеков, Г.А. О возможности создания эксимерных лазеров с ионизацией излучением ядерного реактора / Г.А. Батырбеков, Ю.Е. Кузьмин, М.У. Хасенов [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1982. – Т. 8. – В. 13. – С. 789–791.
22. Басов, Н.Г. Мощный квазинепрерывный лазер высокого давления на p-s–переходах атома Ne / Н.Г. Басов, А.Ю. Александров, В.А. Данилычев [и др.] // Квантовая электроника. – 1985. – Т.12. – № 1. – С.228.
23. Батырбеков, Г.А. Исследование активных сред лазеров на переходах атома неона с прямой ядерной накачкой / Г.А. Батырбеков, Э.Г. Батырбеков, В.А. Данилычев // Тезисы докладов конференции «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и лазеры с ядерной накачкой». Обнинск, Россия, ФЭИ. – 1992. – С. 61–62.
24. Полетаев, Е.Д. Излучательные характеристики чистого неона и He-Ne смесей высокого давления при возбуждении ядерными частицами / Е.Д. Полетаев, Ю.Б. Дорофеев, А.И. Миськевич [и др.] // ЖТФ. – 1992. – Т. 62. – № 2. – С. 1–8.
25. Abramov, A.A. Luminescence of nuclear induced rare-gas plasmas in near infrared spectral range / A.A. Abramov, V.V. Gorbunov, S.P. Melnikov [et. al.] // Proceedings of SPIE. – 2006. – V. 6263. – P. 626312.
26. Дмитриев, А.Б. Возбуждение продуктами нейтронных ядерных реакций лазерных переходов в параметаллических газовых смесях /А.Б. Дмитриев, А.И. Миськевич, В.С. Ильяшенко [и др.] // ЖТФ. – 1982. – Т. 52. – В. 11. – С. 2235–2237.
27. А.с. 1322950 СССР, МКИ[4] H 01 S 3/22. Способ получения генерации в лазере на парах ртути в смеси с молекулярным газом / Н.Г. Басов, Г.А. Батырбеков, М.У. Хасенов [и др.] (СССР). – № 3893761/31-25; заявлено 12.05.85.
28. Батырбеков, Г.А. Люминесценция смесей ртути и инертных газов с молекулярными добавками при возбуждении ионизирующим излучением / Г.А. Батырбеков, А.М. Сорока, М.У. Хасенов [и др.] // Журн. прикл. спектр. – 1988. – Т. 49. – № 5. – С. 770–774.
29. Батырбеков, Г.А. Измерение коэфицента преобразования ядерной энергии в световую в смесях Xe+Hg и Kr+Hg / Г.А. Батырбеков, Э.Г. Батырбеков, А.Б. Тлеужанов, М.У. Хасенов // Журн. прикл. спектр. – 1987. – Т. 47. – № 4. – С. 652–656.
30. Батырбеков, Г.А. О возможности создания квазинепрерывного лазера на 7s–6p переходах ртути при накачке ионизирующим излучением / Г.А. Батырбеков, А.М. Сорока, М.У. Хасенов [и др.] // Квантовая электроника. – 1987. – Т. 14. – № 6. – С. 1216–1218.
31. Бочков, А.В. Квазинепрерывная генерация на 7^3S_1-6^3P_2 переходе атома ртути / А.В. Бочков, Магда Э.П., Мухин С.Л. [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т. 18. – № 7. – С. 91–93.
32. Rhoades, R.A. Electron beam pumping of the 546.1 nm mercury laser /R.A. Rhoades, J.T. Verdeyen // Appl. Phys. Lett. – 1992. – V. 60. – N 24. – P. 2951–2953.
33. Johnsen, R. Charge transfer of atomic and molecular rare-gas ions with mercury atoms at thermal energy / R. Johnsen, M.A. Biondi // J. Chem. Phys. – 1980. – V.73. – N 10. – P. 5045–5047.
34. Kushner, M.J. Nuclear-reactor pumped lasers excited by ion-ion neutralization / M.J. Kushner // J. of Applied Physics. – 1983. – V. 54. – N 1. – P. 39–47.
35. Хасенов, М.У. Излучение смеси ^{3}He-Xe-Cd в активной зоне ядерного реактора / М.У. Хасенов // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 12. – С. 1124–1126.
36. Магда, Э.П. Анализ экспериментальных и расчетно-теоретических работ по лазерам с ядерной накачкой, выполненных во ВНИИТФ / Э.П. Магда // Труды конференции «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и лазеры с ядерной накачкой». Обнинск, Россия, ФЭИ. – 1993. – Т.1. – С. 65–74.

ЯДРОЛЫ–ҚОЗДЫРҒЫШТЫ ПЛАЗМА – ОПТИКАЛЫҚ СӘУЛЕЛЕНУ КӨЗІ. I. АТОМНЫҢ СӘУЛЕЛЕНУІ

Хасенов М.О.

«Фотоника» ЖШС, Алматы, Қазақстан

Ядролық физика институтында тура ядролық қоздырулы лазердің активті ортасын зерттеудегі жасалған жұмыстарға шолу көрсетілген. Иондаушы қоздырулы лазердегі инверсті толымдықтың құрылу процестерінің ерекшеліктері қарастырылған. Неон, сынап, кадмий атомдарының p-s–өтулеріндегі лазердің активті ортасын зерттеу нәтижелері келтірілген. Ядролық қоздырулы лазерде ион-иондық рекамбинацияны қолдану мүмкіндігі талқыланады.

NUCLEAR-INDUCED PLASMA - THE SOURCE OF OPTICAL EMISSION. I. EMISSION OF ATOMS

M.U. Khasenov

Fotonika LLC, Almaty, Kazakhstan

The review of researches of active media of direct nuclear pumped lasers, executed in the Institute of Nuclear Physics is submitted. Features of processes of formation of inverse population in lasers with ionized pumping are considered. Results of researches of active media of lasers on p-s-transitions of atoms of neon, mercury, cadmium are resulted. The opportunity of use of ion-ion neutralization in nuclear pumped lasers is discussed.

УДК 621.378.826; 535.37

ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПЛАЗМА – ИСТОЧНИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. II. ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ

Хасенов М.У.

ТОО «Фотоника», Алматы, Казахстан

Дан обзор работ по исследованию люминесценции на переходах молекул при возбуждении продуктами ядерных реакций. Рассмотрена возможность создания эффективного квазинепрерывного лазера с ионизирующей накачкой на первой отрицательной системе CO. Приведены результаты исследований излучения гетероядерных молекул инертных газов, галогенидов инертных газов при ядерной накачке. Обсуждается возможность использования радиоактивных изотопов для объемного возбуждения источников света.

ВВЕДЕНИЕ

Большая ширина полос молекулярных переходов приводит к высоким значениям пороговой мощности накачки, что не позволяет рассчитывать на создание молекулярного лазера с ядерной накачкой на стационарном реакторе. Спектральные исследования проводились для выявления кинетики процессов в газовых смесях, перспективных в качестве активных сред молекулярных лазеров с накачкой от импульсного ядерного реактора или электронным пучком. Радиолюминесценция на молекулярных переходах в газовых средах представляет интерес также для ядерных источников некогерентного излучения и при радиационно-фотохимическом синтезе.

Данная статья посвящена обзору работ по ядерному возбуждению молекулярных переходов, выполненных в Институте ядерной физики АН КазССР (ныне ИЯФ НЯЦ РК). Наиболее важные результаты были получены при исследовании спектра первой отрицательной системы CO, излучения гетероядерных ионных молекул инертных газов, люминесценции галогенидов инертных газов. После появления публикации о создании эффективного (КПД~2%) квазинепрерывного лазера высокого давления на первой отрицательной системе азота [1] были начаты работы по исследованию аналогичной системы CO [2]. Импульсный лазер на 1^-–системе CO был запущен в 1975 г. [3], однако в дальнейшем работы по исследованию активной среды CO^+-лазера не проводились. Молекулярные полосы в смесях Ar-Xe и Kr-Xe при возбуждении электронным пучком обнаружены полвека назад [4, 5], но в то время они не были правильно интерпретированы. Проводились исследования и при накачке α–частицами [6], в нашей работе [7] впервые отмечена высокая эффективность люминесценции $(ArXe)^+$, $(KrXe)^+$ и в дальнейшем нами были проведены подробные исследования излучения Ar-Xe и Kr-Xe при ядерной накачке. Люминесценция галогенидов инертных газов исследовалась в связи с попытками создания эксимерного лазера с накачкой от импульсного ядерного реактора [8].

1. КИНЕТИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЕРВОЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ CO

Создание квазинепрерывного лазера УФ-диапазона на первой отрицательной системе CO (рисунок 1) представляет интерес, так как для перехода 0-1 (λ=230 нм) квантовый КПД составляет 12,7%, а эффективность заселения верхнего лазерного уровня $B^2\Sigma^+_u$ велика [2, 9]. Высокими значениями константы скорости расселения нижнего лазерного уровня $X^2\Sigma^+_g$ обладают [10]: H_2 ($k=2{,}0\cdot10^{-9}$ $см^3с^{-1}$), D_2 $(7\div15)\cdot10^{-10}$, Kr $(2{,}2\cdot10^{-9})$. Следует отметить, что образующиеся в процессе с переходом тяжелой частицы:

$$CO^+(X) + H_2 \rightarrow COH^+ + H$$

ионы COH^+ (аналогично COD^+) не поглощают излучение первой отрицательной системы CO [11]. Следовательно, достаточно ~3 Тор водорода или криптона, чтобы скорость расселения нижнего лазерного уровня на порядок превысила скорость спонтанного распада верхнего уровня ($\nu=1{,}92\cdot10^7$ $с^{-1}$ [11]). Тогда возможность создания квазинепрерывного лазера на B-X переходе CO^+ определяется соотношением скоростей расселения верхнего и нижнего лазерных уровней молекулами H_2, D_2 и атомами Kr. Для определения эффективности заселения и констант скоростей расселения тушащими добавками необходимо определить вначале скорости тушения CO^+(B) собственным и буферным газами.

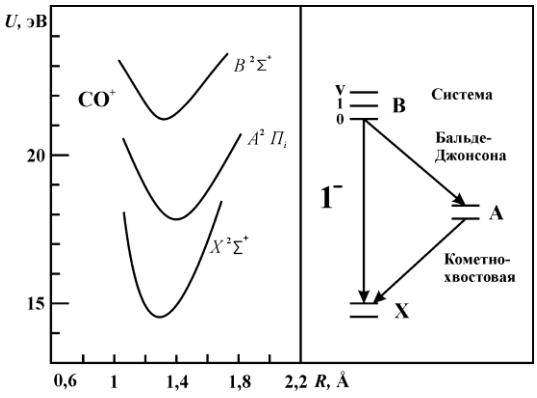


Рисунок 1. Схемы электронных термов и переходов молекулы CO^+

1.1 Тушение B-состояния CO^+ гелием, неоном и CO. Константы скорости тушения $CO^+(B)$ определялись из зависимости интенсивности люминесценции первой отрицательной системы CO от парциального давления газов в смеси. Максимальная интенсивность излучения полосы 230 нм в смеси He (4,0 атм)+CO достигается при давлении CO равном 1÷6 Торр (рисунок 2). Зависимость интенсивности люминесценции от давления CO указывает на наличие заметного тушения $CO^+(B)$ в двух и (или) трёхчастичных столкновениях с CO и He. Интенсивность полос 1^- системы CO в смеси Ne (1,22 атм) + CO (4,0 Торр) примерно в 2,5 раза меньше (рисунок 2) интенсивности полос в смеси He (4,0 атм) + CO (4,0 Торр), давление смесей подбиралось из условия одинаковой длины пробега α–частиц и, соответственно, одинаковой мощности накачки смесей. Кроме того, в смеси Ne-CO отсутствуют B-X переходы CO^+ с уровней $v' > 0$. Полученные значения констант скоростей тушения [9] показаны в таблице 1.

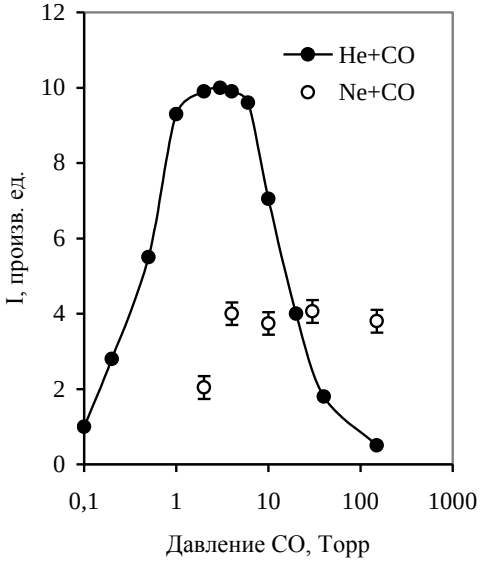


Рисунок 2. Зависимость интенсивности на 230 нм от давления CO в смесях He (4 атм)+CO и Ne (1,22 атм)+CO

Таблица 1. Константы скорости тушения $CO^+(B)$

Процесс	Обозначение, единица измерения ($см^3с^{-1}$, $см^6с^{-1}$)	Константа скорости
$CO^+(B_{v=0}) + CO \rightarrow$ продукты	k_1, 10^{-11}	~2
$CO^+(B_{v=0}) + He \rightarrow$ продукты	k_2, 10^{-13}	5±2
$CO^+(B_{v=0})+CO+He \rightarrow$продукты	k_3, 10^{-30}	2±1
$CO^+(B_{v=0})+Ne \rightarrow$продукты	k_4, 10^{-11}	1,5±0,5
$CO^+(B_{v=1})+Ne \rightarrow$продукты	k_{41}, 10^{-11}	~8
$CO^+(B_{v=2})+Ne \rightarrow$продукты	k_{42}, 10^{-11}	~7

Из полученных данных видно, что меньшая интенсивность люминесценции на B–X переходе CO^+ в смеси Ne-CO по сравнению с He-CO объясняется сильным тушением B–состояния неоном, а не малой эффективностью процесса:

$$Ne_2^+ + CO \rightarrow CO^+(B) + 2\,Ne$$

Отсутствие в спектре излучения смеси Ne-CO линий с $v' > 0$ связано с тем, что константа скорости тушения неоном состояния $B^2\Sigma^+_{u,v'}$ с $v'=1, 2$ примерно в 5 раз больше, чем для основного колебательного состояния.

1.2 Эффективность заселения $CO^+(B)$. Эффективность заселения уровня $B^2\Sigma^+_{u,v'=0}$ определялась из соотношения интенсивностей первой отрицательной системы N_2 и системы Бальде-Джонсона. Исследуемые полосы лежат в удобном диапазоне длин волн (391,4 и 427,8 нм для N_2^+, 395 и 420 нм для CO^+), где чувствительность установки максимальна. Измерялось отношение интенсивностей полос для смесей He (4,0 атм) + N_2 (0,5 Торр) и He (4,0 атм) + CO. P – ветви полос системы Бальде-Джонсона не разрешались и перекрывались с соответствующими Q–кантами. Суммарная интенсивность переходов 1^- системы CO с уровня $v'=0$ определялась с учетом коэффициента ветвления переходов с $B^2\Sigma_u^+$ – δ=8% [12]. Отношение числа квантов, излучаемых на переходах B–A иона CO^+ к числу квантов, излучаемых на первой отрицательной системе N_2 при одинаковом давлении гелия определяется выражением:

$$\frac{I_{N_2}}{I_{CO}} = \frac{x}{\eta} \times \frac{\nu + k_1\ CO\ + k_2\ He\ + k_3\ CO\ \ He}{\nu_{N_2} + k_{1N_2}\ N_2\ + k_{2N_2}\ He\ + k_{3N_2}\ N_2\ \ He} \cdot \frac{\nu_{N_2}}{\nu} \qquad (1)$$

где χ=0,75 – эффективность заселения $N_2^+(B_{v'=0})$ в двух- и трехчастичных процессах перезарядки на азоте [13]; $\nu_{N2}=1{,}58\cdot10^7$ $с^{-1}$ [11] – скорость спонтанного распада $N_2^+(B)$; k_{1N2} и k_{2N2} – константы скорости тушения $N_2^+(B)$ в двухчастичных столкновениях с N_2 и He [14], k_{3N2} - константа скорости для трехчастичного процесса с N_2 и He [14]. Сравнивая измеренное и рассчитанное по формуле (1) значения $\frac{I_{B-A}}{I_{N_2}}$ получим η~0,2. Относительная эффективность заселения отдельных колебательных уровней $CO^+(B)$ определялась по интенсивности 0-2, 1-3 и 2-4 переходов 1^- системы, они лежат в узком диапазоне спектра (242-247 нм), где спектральную чувствительность установки можно считать постоянной. Для смеси He(4 атм)+CO(4 Торр) получены следующие относительные эффективности заселения колебательных уровней: $\eta_{v'}$=63% для уровня $v'=0$; $\eta_{v'}$=27% для $v'=1$; $\eta_{v'}$=10% для $v'=2$.

1.3 Тушение CO^+(B) водородом, дейтерием и криптоном. Для оценки скорости тушения CO^+(B) добавками H_2, D_2, Kr необходимо знать константы для "паразитных" процессов. Известно, что процесс перезарядки He^+ на H_2 и D_2 практически отсутствует, а константа скорости соответствующего процесса с криптоном, по аналогии с Ar и Xe, должна быть также малой [10]. Поэтому основными "паразитными" процессами будет перезарядка He_2^+ на H_2, D_2, Kr. Так как люминесценция в смеси He+N_2 более изучена, чем в He+CO, константы скорости перезарядки He_2^+ определялись по зависимости обратной интенсивности люминесценции N_2^+(B–X) в смеси He–N_2 от давления добавок, результаты сведены в таблицу 2.

Таблица 2. Константы скорости процессов с He_2^+

Процесс	Обозначение, единица измерения ($см^3с^{-1}$, $см^6с^{-1}$)	Константа скорости	Литература
$He_2^+ + N_2 \rightarrow$ продукты	**k_5, 10^{-10}**	**11±3**	15
$He_2^+ + N_2 + He \rightarrow$ продукты	**k_6, 10^{-30}**	**16±3**	17, 15
$He_2^+ + Kr \rightarrow$ продукты	k_7, 10^{-11}	8±3 ≤8	* 16
$He_2^+ + Kr + He \rightarrow$ продукты	k_8, 10^{-30}	3±1 17±3	* 16
$He_2^+ + H_2 \rightarrow$ продукты	k_9, 10^{-10}	10±3 4,1±1,2 5,3 (200 K) 24±4	* 16 10 17
$He_2^+ + H_2 + He \rightarrow$ продукты	k_{10}, 10^{-30}	15±5 9±5 1	* 16 18
$He_2^+ + D_2 \rightarrow$ продукты	k_{11}, 10^{-10}	8±3	*
$He_2^+ + D_2 + He \rightarrow$ продукты	k_{12}, 10^{-30}	< 2	*
$He_2^+ + CO \rightarrow$ продукты	k_{13}, 10^{-10}	13±4 11 14	* 15 10
$He_2^+ + CO + He \rightarrow$ продукты	k_{14}, 10^{-30}	2±1 36±8	* 15
* - данные [9]			

Константы k_7, k_{10}, k_{13} хорошо согласуются с полученными в [15, 16], в то же время значения константы скорости для трехчастичного процесса перезарядки He_2^+ на Kr, CO в [15, 16], на наш взгляд, для диапазона давлений гелия 1÷6 атм сильно завышены.

1.4 Тушение CO^+(B) водородом, дейтерием и криптоном. На рисунке 3 показана зависимость интенсивности первой отрицательной системы CO от давления H_2 и Kr. Для Kr приводится также приведенная интенсивность:

$$I^* = I\,\frac{k_7[Kr] + k_8[Kr][He] + k_{13}[CO] + k_{14}[CO][He]}{k_{13}[CO] + k_{14}[CO][He]} \quad (2)$$

учитывающая конкуренцию процессов перезарядки He_2^+ на CO и Kr. Видно, что спад интенсивности при увеличении давления добавки до 20 Тор объясняется (в пределах погрешности ~15 %) влиянием паразитных процессов. Тогда, зная константы скорости тушения CO^+(B) в столкновениях с участием CO и He можно оценить верхнюю границу константы скорости тушения CO^+(B) молекулами H_2, D_2 или атомами криптона: $k_q < 10^{-10}$ $см^3с^{-1}$.

Установлено, что скорость расселения верхнего лазерного уровня водородом и криптоном, по крайней мере, в 20 раз меньше, чем нижнего.

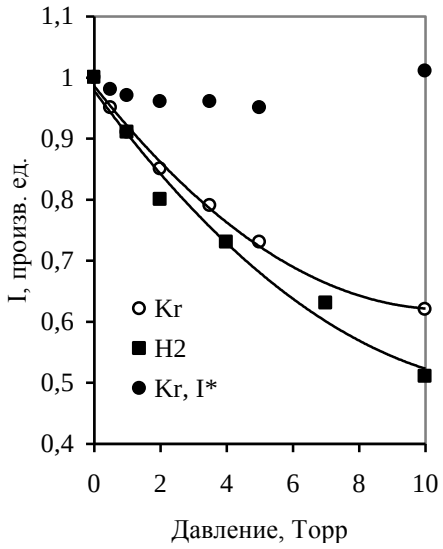


Рисунок 3. Зависимость интенсивности на 230 нм от давления водорода и криптона. I - приведенная интенсивность оцененная по формуле (2)*

Эффективность заселения $B_{v=0}$ – состояния CO^+ оказалась низкой (η~0,2) по сравнению с эффективностью заселения N_2^+(B) в гелий-азотной смеси. Правда, при этом тушение B–состояния CO^+ гелием вдвое меньше, чем для N_2^+(B). Заселение идет, в основном, в A– и X– состояния CO^+(B). Поэтому для

создания лазера, по-видимому, предпочтительнее рассмотреть 0-1 и 0-2 (λ=230 нм и λ=242 нм), а не 0-0 переходы первой отрицательной системы CO. Отметим, что в [3] усиление наблюдалось именно на 0-2 переходе. В связи с относительно низкой селективностью заселения $CO^+(B)$, видимо, оптимальное давление тушащей добавки будет заметно выше ожидавшихся нами 3 Торр.

2. Излучение гетероядерных ионных молекул инертных газов

Молекулярные полосы, наблюдавшиеся в спектрах излучения парных смесей инертных газов [4, 5], были идентифицированы [19] как переходы между состояниями гетероядерных ионных молекул:

$$M^+ N \rightarrow MN^+ + h\nu$$

где молекулярные состояния $M^+ N$ асимптотически соответствуют состояниям $M^+ + N$, а MN^+ состояниям $M + N^+$; здесь M, N – атомы инертных газов, причем N - более тяжелый атом. Если в плазме низкого давления в электрическом разряде в парных смесях инертных газов наблюдается до 5 таких полос [19], то при возбуждении ионизирующим излучением смеси среднего или высокого давления отсутствуют переходы с уровней, соответствующих состояниям атомарных ионов $^2P_{3/2}$ [6, 7, 20]. В связи с высокой селективностью возбуждения излучение гетероядерных ионных молекул инертных газов представляет интерес для прямого преобразования ядерной энергии в когерентное и некогерентное оптическое излучение [7, 20, 21].

2.1 Ar-Xe. Основные кинетические процессы образования и разрушения ионов $Ar^+(1/2)Xe$ в смеси Ar-Xe сведены в таблицу 3.

Таблица 3. Константы скоростей процессов в смеси Ar-Xe-(He)

№	Процесс	Обозначение, единица	Константа скорости	Литература
1	$Ar^+(1/2) + Xe + Ar \rightarrow$ продукты $Ar^+(1/2) + Xe + Ar \rightarrow Ar^+(1/2)Xe + Ar$	**k_{15}, 10^{-31} cm^6s^{-1}** ρk_{15}	**5,2** 0,16≤ρ≤0,7 ρ ~ 1	6 20 *
2	$Ar^+(1/2) + 2\,Ar \rightarrow$ продукты	k_{16}, 10^{-33} cm^6s^{-1}	0,72 7±2	6 *
3	$Ar^+(1/2) + 2\,Xe \rightarrow$ продукты	k_{17}, 10^{-32} cm^6s^{-1}	3,4	6
4	$Ar^+(1/2)Xe \rightarrow ArXe^+(3/2) + h\nu$	**τ, ns**	**58**	20
5	$Ar^+(1/2)Xe + Ar \rightarrow$ продукты	k_{18}, 10^{-11} cm^3s^{-1}	3,2 <0,05	20 *
6	$Ar^+(1/2)Xe + Xe \rightarrow$ продукты	k_{19}, 10^{-12} cm^3s^{-1}	<10 ~1	20 *
7	$Ar^+ + Xe \rightarrow Xe^+ + Ar$	k_{20}, 10^{-13} cm^3s^{-1}	9,8	20
8	$Ar^+(1/2)Xe + He \rightarrow$ продукты	k_{21}, 10^{-13} cm^3s^{-1}	6±2	*
9	$Ar^+(3/2) + 2\,Ar \rightarrow$ продукты	k_{22}, 10^{-31} cm^6s^{-1}	3	10, 6
* - данные [22]				

Отсутствие излучения на переходах с уровня $Ar^+(3/2)Xe$ объясняется [6] резким отличием значений скорости процесса (2), конкурирующего с процессами образования $Ar^+(1/2)Xe$, и аналогичного процесса (9) для ионов $Ar^+(3/2)$. Константа скорости конверсии ионов $Ar^+(3/2)$ в молекулярные примерно в 50 раз выше, чем для ионов $Ar^+(1/2)$ (таблицу 3). Возможно также значительное отличие констант скоростей других процессов, приводящих к образованию и разрушению $Ar^+(3/2)Xe$.

Высокая селективность возбуждения полосы 329 нм [7] в сочетании со слабым тушением верхнего уровня указывают на возможность создания лазера на этом переходе. Нижний уровень эффективно расселяется в процессе:

$$ArXe^+(3/2) + Xe \rightarrow Ar + Xe_2^+,$$
$$k=8\cdot10^{-10}\ см^3с^{-1}\ (оценка)$$

Оценим порог генерации без учета нерезонансных потерь. Ненасыщенный коэффициент усиления определяется из соотношений:

$$\alpha = \sigma\, n \approx \sigma \frac{W}{E_u}\tau_u = \frac{\lambda^4}{4\pi^2 c}\,\frac{A\tau_u}{\Delta\lambda}\,\frac{W}{E_u}$$

где σ–сечение стимулированного перехода, *W*-мощность накачки, E_u=3·26,1 эВ-энергия затрачиваемая на образование одного иона $Ar^+(1/2)$, τ_u- время жизни верхнего уровня с учетом тушения атомами ксенона, Δλ=2,5 нм полуширина полосы 329 нм, *A*- вероятность перехода. Тогда пороговая мощность накачки для смеси Ar(760 Торр) + Xe(50 Торр) составляет:

$$W_{th} = \frac{4\pi^2 c\Delta\lambda}{\lambda^4}\,\frac{\alpha_0 E_u}{A\tau_u} \approx 3\ кВт\cdot см^{-3}$$

где α_0 – пороговый коэффициент усиления, здесь принято значение $\alpha_0=10^{-3}$ $см^{-1}$. Несмотря на относительно невысокий порог генерации, при накачке смесей Ar-Xe электронным пучком генерация на этом переходе не была достигнута [20, 21]. Отсутствие генерации, по-видимому, объясняется сильным поглощением ионами Xe_2^+, а также ухудшением селективности возбуждения $Ar^+(1/2)Xe$ при мощной накачке. Тушение верхнего уровня атомами аргона [20] на наш взгляд несущественно (таблицу 3).

2.2 Kr-Xe. В спектре люминесценции смеси Kr-Xe наблюдалась известная полоса в области 445-510 нм (рисунок 4), которая соответствует переходу между состояниями $(KrXe)^+$ с пределами диссоциации $Kr^+(^2P_{1/2})$ + $Xe(^1S_0)$ {далее $Kr^+(1/2)Xe$} и $Kr(^1S_0)$ + $Xe^+(^2P_{3/2})$ {далее $KrXe^+(3/2)$}. В смеси атмосферного давления отсутствует полоса с λ~660 нм, соответствующая переходу с состояния $Kr^+(3/2)Xe$, остальные ожидаемые полосы лежат в инфракрасной области (около 1,0 и 2,2 мкм). Длины волн этих переходов оценивались [19] из комбинации энергий уровней Kr^+ и Xe^+. Интенсивная люминесценция наблюдается даже при добавлении нескольких Торр криптона в ксенон, оптимальной по интенсивности излучения является смесь Kr:Xe=1:1. Измерения с α–источниками показали, что интенсивность люминесценции смеси Kr:Xe=1:1 остается постоянной при температурах от комнатной до ≈ –100 °C. При более низкой температуре начинался резкий спад интенсивности, связанный, по-видимому, с вымораживанием ксенона. Измерения при температуре выше 40 °C проводились на внутриреакторной установке. Начальное парциальное давление газов в ампуле составляло: ^{3}He - 100 Торр, Kr - 250 Торр, Xe - 250 Торр. Интенсивность люминесценции падала вдвое при температуре ампулы t_a~350 °C, излучение на λ=490 нм исчезало при t_a~ 600 °C.

На рисунке 5 показано влияние молекулярных добавок на интенсивность излучения в полосе 490 нм при возбуждении α-частицами. При измерениях на внутриреакторной установке в ампуле в результате ядерной реакции ^{3}He(n,p)T нарабатывались водород и тритий. К моменту окончания измерений температурной зависимости флюенс тепловых нейтронов составлял ~$9\cdot10^{16}$ н·см$^{-2}$, тогда зная сечение ядерной реакции (5 400 барн) можно оценить плотность наработанного водорода и трития: ~$1{,}6\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, что соответствует 0,05 Торр при комнатной температуре. Такое количество изотопов водорода не могло заметно повлиять на интенсивность полосы 490 нм (рисунок 5). При α–распаде в смеси нарабатывается гелий, поэтому исследовано влияние гелия-4 на интенсивность излучения в смеси Kr-Xe, а также, для сравнения, в смеси Ar-Xe на λ=329 нм (рисунок 6). Измерения показали также, что при добавлении в смесь Kr-Xe воздуха, CO, N_2, H_2 или D_2 до 20 Торр, He до 4 атм люминесценция на λ ~ 660 нм не появляется. Коэффициент преобразования ядерной энергии в световую (η) определялся методом сравнения интенсивности исследуемой полосы с интенсивностью полосы $C^3\Pi_u$ – $B^3\Pi_g$ в смеси Ar-N_2. Для смеси Kr:Xe = 1:1 при давлении 1,1 атм получено значение η=11±4%.

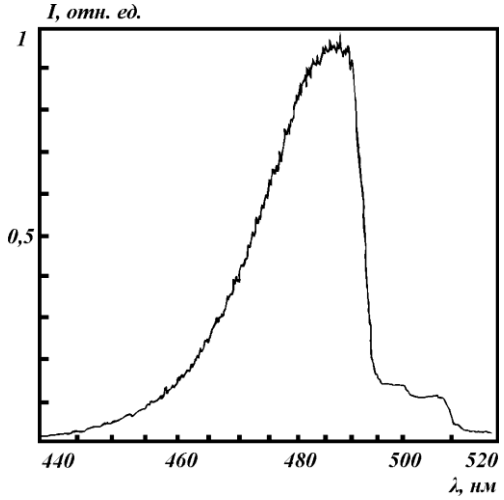


Рисунок 4. Спектр излучения смеси Kr (0,55 атм)+ Xe (0,55 атм)

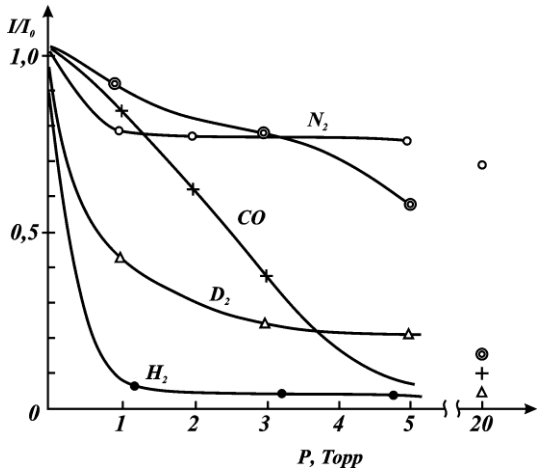


Рисунок 5. Зависимость интенсивности излучения на λ=490 нм от давления добавок к смеси Kr (0,55 атм)+ Xe (0,55 атм). Двойные кружки – воздух

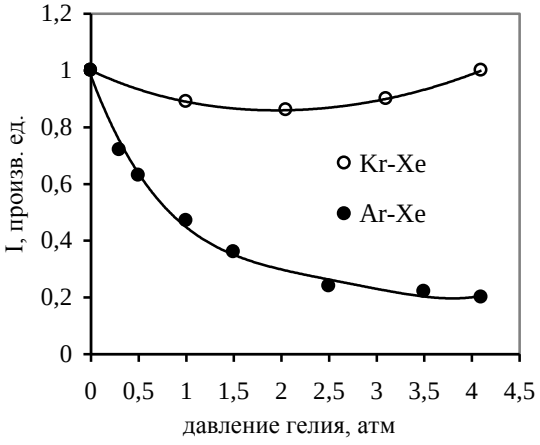


Рисунок 6. Зависимость интенсивности на 490 нм в Kr(0,55 атм)+Xe(0,55 атм) + He и на 329 нм в Ar(1,35 атм)+Xe (0,15)+He

Схема процессов [23], аналогичная приведенной для смеси Ar-Xe, не может объяснить резкого возрастания интенсивности при добавлении криптона в ксенон. В смеси с 0,7% Kr интенсивность составляет 10% от интенсивности в смеси Kr:Xe=1:1, хотя почти вся энергия в этом случае уходит на ионизацию и возбуждение атомов Xe. Высокая эффективность излучения на λ=490 нм, а также наличие люминесценции вплоть до температуры смеси ~ 600 °C, свидетельствуют о том, что значение энергии связи $Kr^+(1/2)Xe$ (~0,009 эВ), приведенное в [24], занижено. Кинетика процессов в смеси Kr-Xe, возбуждаемой ионизирующим излучением, требует дальнейших исследований.

3. Люминесценция галогенидов инертных газов

Эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов изучаются уже давно [25]. На сегодняшний день они являются самыми мощными лазерами, излучающими в УФ области спектра. Оптимальный режим работы эксимерных лазеров соответствует мощностям накачки порядка нескольких мегаватт на $см^3$ и давлениям в несколько атмосфер. Такие мощности накачки достигаются с помощью электронных пучков или объемного разряда. Представляет интерес создание эксимерного лазера с ядерной накачкой, когда энергия продуктов ядерных реакций непосредственно вкладывается в активную среду лазера, но мощность накачки не превышает 10 $кВт/см^3$ [8, 26].

Нами изучены спектры излучения смесей инертных газов с NF_3 и CCl_4 при возбуждении α-частицами ^{210}Po. Спектры излучения смесей инертных газов с галогенидами состоят из нескольких полос: наиболее интенсивная полоса идентифицируется с переходом B-X. В красной части спектра расположена широкая область континуума, соответствующая переходам $C(^2\Pi_{3/2})$-$A(^2\Pi_{3/2})$, с максимумами при 475 (XeF), 344 (XeCl), 290 (KrF), 236 нм (KrCl). При малых межъядерных расстояниях происходит смешение уровней D и B, при этом снимается запрет на излучательный переход с уровня D в основное состояние. Максимумы этих переходов лежат в области 260 (XeF), 235,5 (XeCl), 219 нм (KrF), максимум D-X перехода KrCl находится за пределами чувствительности ФЭУ. Также в смеси Ar-Kr-NF_3 наблюдалась полоса Kr_2F в области 340÷500 нм, в Ar-Xe-CCl_4 полоса Xe_2Cl (420÷600 нм), в Ar-Kr-CCl_4 полоса примеси Cl_2 (~257 нм).

Для смеси Ar-Xe-CCl_4 определен коэффициент преобразования ядерной энергии в излучение в полосе 308 нм (η). Значение η определялось из сравнения измеренных интенсивностей излучения в исследуемой смеси с интенсивностью полосы азота $C^3\Pi_u$-$B^3\Pi_g$ в смеси Ar-N_2. Для смеси Ar (1,5 атм) + Xe (40 Торр) + CCl_4 (0,7 Торр) получено значение коэффициента преобразования энергии α–частиц в излучение в полосе 308 нм η=11±3%. Некоторое отличие от квантового КПД (15%), по-видимому, обусловлено тушением B–состояния XeCl молекулами CCl_4. Интенсивность полос KrF, KrCl мала по сравнению с интенсивностью B-X переходов XeCl и XeF, поэтому более подробно исследовали смеси с ксеноном. Оценка коэффициента преобразования ядерной энергии в излучение в полосах 351 и 353 нм в смеси ^3He (2 атм) + Xe (30 Торр) + NF_3 (20 Торр) с учетом рассчитанного значения энерговклада α–частиц дает величину η~4 %, что в 3 раза меньше, чем для полосы 308 нм XeCl.

B-X переход молекулы XeCl представляет наибольший интерес для создания эксимерного лазера с прямой ядерной накачкой [26]. Высокая радиационная стойкость рабочей смеси XeCl-лазера в поле излучения ядерного реактора была показана в нашей работе [27]. Спектр люминесценции смеси ^3He-Xe-CCl_4 при возбуждении продуктами ядерной реакции $^3He(n,p)T$ +0,76 МэВ в активной зоне стационарного ядерного реактора аналогичен спектру люминесценции при возбуждении α–частицами (рисунок 7). В плазме газовой смеси CCl_4 разлагается в процессе прилипания электронов $CCl_4 + e \rightarrow CCl_3 + Cl^-$. Для смеси $^3He:Xe:CCl_4$ = 1500:50:1 атмосферного давления при потоке тепловых нейтронов 10^{13} $н/см^2с$ скорость указанного процесса составляет $\approx 2\cdot10^{16}$ $см^{-3}с^{-1}$. Тем не менее, интенсивность излучения в полосе 308 нм оставалась постоянной при интегральных потоках нейтронов до 10^{17} $н/см^2$. Это может быть связано, как с наличием достаточно быстрых обратных процессов, так и с образованием других соединений хлора.

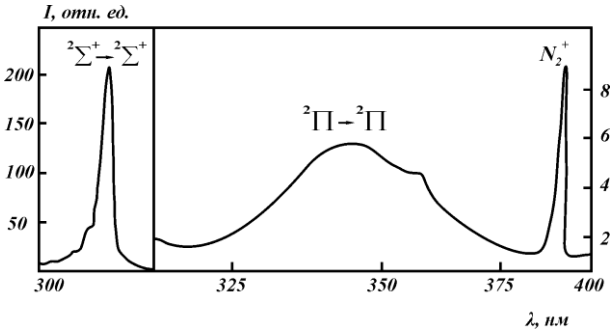


Рисунок 7. Спектр излучения смеси $^3He:Xe:CCl_4$ = 1500:50:1 при давлении 1 атм и $Ф=10^{13}$ $н/см^2с$

4. Об использовании радиоактивных изотопов для объемного возбуждения источников света

В связи с успехами в создании низкопороговых лазеров с прямой ядерной накачкой [28] представляет интерес исследование возможностей использования радиоактивных изотопов для возбуждения когерентных и некогерентных источников оптического излучения. Радиоизотопные источники до настоящего времени применялись для предыонизации активных газовых сред электроразрядных лазеров [29, 30]. В [31] теоретически рассмотрена возможность

использования α–распада ^{210}Po и спонтанного деления ^{242}Cm для накачки смесей Ar-Xe, а в [32] возможность накачки лазера на линии 585 нм неона α–частицами ^{210}Po. В этих случаях рассматривались поверхностные источники излучения, в [30] было предложено использовать β–излучатели для объемной предыонизации в электроразрядных лазерах. Нами рассмотрена также возможность использования β–излучателей для объемной накачки лазеров и ядерных источников спонтанного оптического излучения (ядерно-возбуждаемых ламп).

4.1 Лазеры с радиоизотопной накачкой. Рассмотрим β–излучатели с периодом полураспада ($T_{1/2}$) от полугода до нескольких десятков лет, элементы с более коротким периодом полураспада не представляют практического значения, с более длинным – не обеспечат необходимой мощности накачки. Указанному требованию удовлетворяют следующие элементы [33]: ^{85}Kr ($T_{1/2}$=10,73 года), ^{42}Ar ($T_{1/2}$=32,9 г.). Подходящим периодом полураспада обладает тритий ($T_{1/2}$=12,26 г.), однако у него мала максимальная энергия электронов – 18,6 кэВ. Наибольший интерес представляют криптон и аргон, так как они входят в качестве основных компонентов во многие рабочие смеси лазеров. К тому же еще в СССР был налажен промышленный выпуск ^{85}Kr [34]. Оценим максимальный энерговклад частиц в криптон и аргон атмосферного давления. Скорость распада $q=N\ln 2/T_{1/2}$, максимальная вкладываемая в газ мощность – $W_m=N\ln 2E_c/T_{1/2}$, где N–плотность атомов β–излучателя, Ec - средняя энергия электронов. Максимальная энергия электронов при распаде ^{85}Kr – 674 кэВ, средняя – 247 кэВ, для ^{42}Ar – соответственно 598 кэВ и около 210 кэВ [33]. Тогда получим: Wm=2,2 мВт/см^3 для криптона и 0,61 мВт/см^3 для аргона. Самые низкие пороговые мощности возбуждения лазеров с ядерной накачкой в настоящее время составляют – 20 мВт/см^3 для смеси Ar-Xe [31] и 40 мВт/см^3 для лазера на 3p-3s неона [32]. Таким образом, для создания лазера с объемной накачкой β–излучателем, необходимо найти активную среду с пороговой мощностью около 1 мВт/см^3, в которой основным компонентом является криптон, для случая аргона порог должен быть менее 0,5 мВт/см^3.

4.2 Ядерно-возбуждаемые лампы. Более перспективно, по-видимому, использование β–излучателей в радиоизотопных источниках спонтанного излучения. В известных газовых смесях с высокой эффективностью радиолюминесценции (на переходах гетероядерных ионных молекул, ртутьсодержащих смесях) основной компонентой являются криптон или аргон. В смеси Ar-Xe излучение происходит в районе 329 и 508 нм, причем интенсивность излучения в полосе 508 нм в 17 раз меньше чем на 329 нм [7]. В Kr+Xe излучение происходит только в полосе 490 нм, максимальная интенсивность достигается при равном содержании Kr и Xe, эффективность излучения (отношение мощности люминесценции к вкладываемой в газ) η~11%. Излучение в полосе 490 нм в смеси Kr-Xe представляет большой интерес с точки зрения создания радионуклидных источников света:

а) имеет высокий коэффициент преобразования ядерной энергии в световую,

б) находится в удобном спектральном диапазоне, где высока чувствительность глаза и фотоприемников,

в) в смеси не происходит наработки стабильных химических соединений в результате радиационно-химических реакций,

в) интенсивность не меняется в диапазоне температур от –100 до +200 ^{o}C,

г) интенсивность люминесценции слабо зависит от добавки компонентов воздуха,

д) возможно использование объемного источника возбуждения – β излучателя ^{85}Kr.

Высокой эффективностью излучения в видимой области также обладают смеси инертных газов с ртутью. При достаточно высоком давлении паров ртути (выше десяти миллиторр) коэффициент преобразования ядерной энергии в излучение на линиях триплета ртути (405, 436 и 546 нм) в смеси Kr-Hg составляет 13%. В смеси Kr-Xe-Hg суммарная эффективность люминесценции в сине-зеленой области спектра будет превышать 20%. Следует отметить, что смеси с ртутью не могут использоваться при отрицательных температурах, когда мало давление паров ртути.

^{85}Kr представляется наиболее подходящим источником для объемной накачки ядерно-возбуждаемых ламп. Преимуществом ^{85}Kr является также малая интенсивность γ–фона и то, что распадается он на стабильный ^{85}Rb. Для эффективного использования энергии β–частиц необходимо, чтобы размеры камеры превышали пробег электронов в газе. В таблице приводятся длины пробега электронов при распаде ^{85}Kr в ряде инертных газов. Длины пробега рассчитаны по формулам и графикам, приведенным в [35].

Как видно из таблицы давление смеси должно составлять около 10 атм и выше.

Таблица 4. Параметры объемной накачки газов

Газ	Давление (атм)	Пробег электронов (см)		Макс. мощность накачки (Вт/л)	Активность (кКи/л)
		247 кэВ	674 кэВ		
Неон	1	64	245		
Аргон	1	36	138		
Криптон-85	10	1,8	6,8	22	15,1
Ксенон	10	1,2	4,6		
^{85}Kr:Xe=1:1	10	1,4	5,5	11	7,5

Таким образом рассмотрена возможность использования β–излучателей для объемной накачки лазеров и ядерных источников спонтанного оптического излучения. Для создания лазеров с объемной радиоизотопной накачкой необходимо подобрать активные среды с порогом генерации менее 1 мВт/см^3, что в настоящее время не представляется возможным. Коэффициент преобразования ядерной энергии в световую в радионуклидных источниках света на переходах гетероядерных молекул $KrXe^+$ и $ArXe^+$, линиях триплета ртути может составлять от 5 до 20%. Из-за высокой стоимости изотопов радионуклидные источники света могут найти применение в специальных случаях: сигнализация в шахтах, обустройство временных посадочных полос в труднодоступных районах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прямое преобразование ядерной энергии в световую представляет интерес в связи с возможностью использования компактных и энергоемких источников ядерной энергии для создания мощных генераторов когерентного и некогерентного оптического излучения. В данной статье обобщены результаты исследований люминесценции на молекулярных переходах при ядерной накачке. Показана возможность создания эффективного квазинепрерывного лазера в УФ-области спектра (~200 нм) на первой отрицательной системе CO. Обнаружена высокая эффективность люминесценции ионных молекул инертных газов, изучена кинетика процессов образования и разрушения $ArXe^+$. Экспериментальные исследования были выполнены в 1980-е годы, однако значительная часть материала окончательно обработана и опубликована в последние 5 лет. Большой разрыв во времени между первыми и последними публикациями явился основным поводом для написания обзора. Следует отметить, что исследования ядерно-возбуждаемой плазмы газовых смесей проводились также другой группой лаборатории физики ядерно-энергетических установок ИЯФ [36, 37].

Автор благодарен Г.А. Батырбекову, по инициативе и под руководством которого в ИЯФ были начаты работы по лазерам с ядерной накачкой, за постоянный интерес к работе и поддержку. Автор также признателен Э.Г. Батырбекову, А.М. Назарову, А.Б. Тлеужанову, Н.И. Хисматуллиной за помощь в проведении экспериментов, А.М. Сорока за плодотворное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов, Н.Г. Эффективный квазинепрерывный лазер на первой отрицательной системе азота / Н.Г. Басов, А.Ю. Александров, В.А. Данилычев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 42. – № 1. – С. 39-42.
2. Хасенов, М.У. Кинетика возбуждения первой отрицательной системы CO ионизирующим излучением / М.У. Хасенов, В.А. Долгих, А.М. Сорока // Тезисы докладов конференции «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и лазеры с ядерной накачкой». Обнинск, Россия, ФЭИ. – 1992. – С. 56.
3. Waller, R.A. Stimulated emission from CO^+ pumped by charge transfer from He_2^+ in the afterglow of an e-beam discharge / R.A. Waller, C.B. Collins, A.J. Cunningham // Appl. Phys. Lett. – 1975. – V.27. – N 6. – P. 323-325.
4. Friedl, W. Krypton-Xenon Banden / W. Friedl // Z. Naturforsch. – 1959. – B. 14A. – N9. – S. 848-848a.
5. Kugler, E. Uber die Lumineszenze der Edelgasgemische Ar/Xe, Kr/Xe, Ar/Kr und der Gemische Xe/N_2 und Kr/N_2 bei Angerung mit schnellen Elektronen / E. Kugler // Ann. der Phys., Leipzig. – 1964. – B. 14. – N 3-4. – S. 137-146.
6. Millet, P. Kinetic study of $(ArKr)^+$ and $(ArXe)^+$ heteronuclear ion emissions / P. Millet, A. M. Barrie, A. Birot [et. al.] // J. Phys., Ser. B. – 1981. – V. 14. – P. 459-472.
7. Батырбеков, Г.А. Молекулярная полоса в спектре излучения смеси Ar–Xe / Г.А. Батырбеков, Э.Г. Батырбеков, А.Б. Тлеужанов, М.У. Хасенов // Оптика и спектр. – 1987. – Т. 62. – № 1. – С. 212-214.
8. Hays, G.N. Gain measurements near 351 nm in $^3He/Xe/NF_3$ mixtures excited by fragments from the $^3He(n,p)^3H$ reaction / G.N. Hays, D.A. McArthur, D.R. Neal, J.K. Rice // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 49. – N 7. – P. 363-366.
9. Khasenov, M.U. Kinetics of CO first negative system excitation by ionized radiation / M.U. Khasenov // Proceedings of SPIE. – 2004. – V. 5483. – P. 14-23.
10. Ионно-молекулярные реакции в газах / Л. И. Вирин [и др.] – М.: Наука, 1979. – 548 с.
11. Радциг, А.А. Справочник по атомной и молекулярной физике / А.А. Радциг, Б.М. Смирнов – М.: Атомиздат. – 1980. – 240 с.
12. Judge, D.L. Electronic Transition Moments for A-X, B-X and B-A Transitions in CO^+ / D.L. Judge, L.C. Lee // J. of Chem. Phys. – 1972. – V.57. – N1. – Part 2. – P. 455-460.
13. Collins, C. The nitrogen ion laser pumped by charge transfer / C. Collins // IEEE J. of Quantum Electronics. – 1984. – V. 20. – N 1. – P. 47-63.
14. Хасенов, М.У. Кинетика возбуждения первой отрицательной системы азота ионизирующим излучением / М.У. Хасенов // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – № 12. – С. 1104-1106.
15. Lee, F.W. Measurement of the rate coefficients for the bimolecular charge transfer of He_2^+ with Ne, Ar, N_2, CO, CO_2 and CH_4 / F.W. Lee, C.B. Collins, R.A. Waller // J. of Chem. Phys. – 1976. – V.65. – N5. – P. 1605-1615.
16. Collins, C.B. Measurement of the rate coefficients for the bimolecular and termolecular ion-molecule reactions of He_2^+ with selected atomic and molecular species / C.B. Collins, F.W. Lee // J. of Chem. Phys. – 1978. – V.68. – N 4. – P. 1391-1401.
17. Долгих, В.А. Кинетика разрушения инверсии в лазере на первой отрицательной системе азота / В.А. Долгих, И.Г. Рудой, А.Ю. Самарин, А.М. Сорока // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – № 7. – С. 1358-1362.
18. Самарин, А.Ю. Лазер на первой отрицательной системе азота со столкновительным расселением нижнего уровня : автореф. дисс…канд. физ.-мат. наук : 01.04.03 / Самарин Алексей Юрьевич. – Москва, 1989. – 18 с.
19. Tanaka, Y. Emission spectra of heteronuclear diatomic rare gas positive ions / Y. Tanaka, K. Yoshino, D.E. Freeman // J. Chem. Phys. – 1975. – V. 62. – N. 11. – P. 4484-4496.

20. Laigle, C. Kinetic study of $(ArXe)^+$ heteronuclear ion in electron beam excited Ar-Xe mixture / C. Laigle, F. Collier // J. Phys., Ser. B. – 1983. – V. 16. – P. 687-697.
21. Хасенов, М.У. О возможности создания лазера с ядерной накачкой на переходах гетероядерных ионных молекул инертных газов // Тезисы докладов конференции «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и лазеры с ядерной накачкой». Обнинск, Россия, ФЭИ. – 1992. – С. 169-170.
22. Khasenov, M.U. Emission of the heteronuclear ionic molecules $(ArXe)^+$ at excitation by a hard ionizer / M.U. Khasenov // Proceedings of SPIE. – 2006. – V. 6263. – P. 141-148.
23. Хасенов, М.У. Излучение ионных молекул $(KrXe)^+$ при возбуждении жестким ионизатором / М.У. Хасенов // Журн. прикл. спектр. – 2005. – Т.72. – № 3. – С. 301-304.
24. Millet, P. Kinetic study of the $KrXe^+$ heteronuclear ion emissions / P. Millet, A. Birot, H. Brunet [et al.] // J. Phys., Ser. B. – 1983. – V. 16. – P. 1383-1392.
25. Эксимерные лазеры / Под ред. Роудза Ч. М.: Мир, 1981. – 245 с.
26. Мавлютов, А.А. Эксимерный лазер с ядерной накачкой с длиной волны генерации 308 нм / А.А. Мавлютов А.И. Миськевич // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т.22. – В.8. – С. 48-52.
27. Батырбеков, Г.А. Радиационная стойкость элементов внутриреакторной лазерной установки / Г.А. Батырбеков, Ю.Е. Кузьмин, М.У. Хасенов [и др.] // Изв. АН КазССР, серия физ.-мат. – 1986. – № 6. – С. 23–26.
28. Мельников, С.П. Лазеры с ядерной накачкой / С.П. Мельников, А.Н. Сизов, А.А. Синянский. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2008. – 440 с. – ISBN 5-9515-0044-3.
29. Bigio, I.J. Preionization of Pulsed Gas Laser by Radioactive Source / I.J. Bigio // IEEE J. of Quantum Electronics. – 1978. – V. QE-14. – N 2. – P. 75-76.
30. Батырбеков, Г.А. Электроразрядный лазер с радиоизотопной предыонизацией / Г. А. Батырбеков, Э.Г. Батырбеков, А.Б. Тлеужанов, М.У. Хасенов // ЖТФ. – 1987. – Т. 57. – В. 4. – С. 783-785.
31. Воинов, А.М. О возможности создания непрерывного лазера с радиоизотопным источником накачки / А.М. Воинов, А.И. Конак, С.П. Мельников, А.А. Синянский // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18. – № 11. – С. 1297-1299.
32. Shaban, Y. R. A Proposed Continuous Wave 585.4 nm $^4He/Ne/H_2$ Gas Laser Mixture Pumped by α-emitter Radioisotope / Y. R. Shaban, T.P.R. Campos // Brazilian J. of Physics. – 1997. – V. 27. – N 2. – P. 129–134.
33. Джелепов, Б.С. Схемы распада радиоактивных ядер / Б.С. Джелепов, Л.К. Пекер. Ленинград, Наука. – 749 с.
34. Сытин, С.П. Радиоактивные источники ионизирующих излучений / С.П. Сытин, Ф.П. Теплов, Г.А. Череватенко. М.: Энергоатомиздат. – 1984. С. 45.
35. Немец, О. Ф. Справочник по ядерной физике / О. Ф. Немец, Ю. В. Гофман. Киев: Наукова думка. 1975. – 415 с.
36. Батырбеков, Г.А. Измерение абсолютных интенсивностей спектральных линий оптического излучения плазмы $^3He(n,p)T$, образующейся при облучении ^3He нейтронным потоком стационарного ядерного реактора ВВР-К / Г.А. Батырбеков, С.К. Кунаков, Ю.А. Пиотровский [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 1988. – Т. 26. – № 4. – С. 633-638.
37. Батырбеков, Г.А. Исследование люминесцентных характеристик моногалогенидов ртути при возбуждении излучением ядерного реактора / Г. А. Батырбеков, С.К. Кунаков, А.В. Редькин // Журнал прикл. спектр. – 1990. – Т. 52. – № 2. – С. 221-225.

ЯДРОЛЫ-ҚОЗДЫРҒЫШТЫ ПЛАЗМА – ОПТИКАЛЫҚ СӘУЛЕЛЕНУ КӨЗІ. II. МОЛЕКУЛАНЫҢ СӘУЛЕЛЕНУІ

Хасенов М.О.

«Фотоника» ЖШС, Алматы, Қазақстан

Ядролық реакция өнімі арқылы қоздыру кезіндегі молекулалық өтудегі люминесценциясын зерттеу жұмыстарына шолу берілген. CO-ның бірінші теріс жүйесінде тиімді квазиүздіксіз иондаушы қоздырулы лазерді жасау мүмкіндігі қарастырылған. Ядролық қоздыру кезіндегі инертті газдардың гетероядролы молекулаларының, инертті газдардың галогенидтерінің сәулеленуін зерттеу нәтижелері көрсетілген. Жарық көзінің көлемді қозуы үшін радиоактивті изотопты пайдалану мүмкіндігі талқыланады.

NUCLEAR-INDUCED PLASMA - THE SOURCE OF OPTICAL EMISSION. II. EMISSION OF MOLECULES

M.U. Khasenov

Fotonika LLC, Almaty, Kazakhstan

The review of researches of luminescence on transitions of molecules is given at excitation by products of nuclear reactions. The opportunity of creation of the effective quasi-CW laser with ionized pumping on first negative system of CO is considered. Results of researches of emission of the heteronuclear ionic molecules of inert gases, halogenides of inert gases are resulted at nuclear pumping. The opportunity of use of radioactive isotopes for volumetric excitation of light sources is discussed.

УДК 504:001.8;504.062:574

РАЗРАБОТКА СТРАТЕГИИ АДРЕСНОЙ РЕАБИЛИТАЦИИ ТЕСТОВОЙ ЗИМОВКИ СИП С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМПЬЮТЕРНОЙ СИСТЕМЫ ПОДДЕРЖКИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ *ReSCA*

[1)]Спиридонов С.И., [2)]Мукушева М.К., [1)]Панов А.В., [1)]Епифанова И.Э.

[1)]Всероссийский НИИ сельскохозяйственной радиологии и агроэкологии, Обнинск, Россия
[2)]Национальный ядерный центр Республики Казахстан, Курчатов, Казахстан

В данной статье представлен методологический подход к обоснованию реабилитационных мероприятий по снижению доз облучения населения, проживающего на радиоактивно загрязненной территории, представлены методология реабилитации радиоактивно загрязненных территорий к условиям тестовой зимовки, расположенной на территории СИП, стратегия адресной реабилитации пастбищных угодий тестовой зимовки СИП с помощью компьютерной системы поддержки принятия решений *ReSCA*.

ВВЕДЕНИЕ

В результате проведения ядерных испытаний на Семипалатинском испытательном полигоне (СИП) в период с 1949 по 1989 гг. в окружающую среду было выброшено большое количество долгоживущих радионуклидов, в том числе около $9 \cdot 10^{16}$ Бк ^{137}Cs. Биологически значимые радионуклиды (прежде всего ^{137}Cs и ^{90}Sr) являются источниками внутреннего и внешнего облучения населения, проживающего на территории СИП и употребляющего в пищу продукцию сельского хозяйства, производимую на полигоне. На основе использования комплекса моделей, описывающих поведение долгоживущих радионуклидов в агроценозах, были проведены оценки их накопления в животноводческой продукции, производящейся на территории СИП. Результаты расчетов показали, что при выпасе сельскохозяйственных животных на наиболее загрязненных участках СИП, содержание долгоживущих радионуклидов в продукции животноводства может превышать нормативы, установленные в Республике Казахстан, что в свою очередь приведет к увеличению дополнительной дозовой нагрузки на население, проживающее на радиоактивно загрязненной территории [1]. Таким образом, ведение сельскохозяйственного производства на территориях СИП, включающих участки с существенными уровнями радиоактивного загрязнения, вызывает необходимость оценки радиоэкологической ситуации на этих территориях и обоснования комплекса оптимальных защитных мероприятий по их реабилитации.

К настоящему времени разработан ряд методов оценки необходимости применения защитных мероприятий, направленных на смягчение последствий техногенного загрязнения аграрных и природных экосистем. Указанные методы могут применяться для объектов различного уровня агрегации (хозяйство, загрязненная территория, административная единица). Одним из наиболее эффективных инструментов являются системы поддержки принятия решений. В рамках решения задач, связанных с разработкой защитных мероприятий по смягчению радиационных последствий в отдаленный период после аварии на Чернобыльской АЭС, разработана система поддержки принятия решений по реабилитации радиоактивно загрязненных территорий - СППР “Remediation Strategies” (*ReSCA*). Эта СППР представляет собой компьютерную программу, позволяющую определять состав и объем наиболее эффективных защитных мероприятий. В рамках радиоэкологических исследований территории СИП возможно использовать указанную компьютерную систему поддержки принятия решений для разработки оптимальных защитных мероприятий по реабилитации наиболее радиоактивно загрязненных пастбищных угодий полигона на примере тестовой зимовки.

В данной статье представлен методологический подход к обоснованию реабилитационных мероприятий по снижению доз облучения населения, проживающего на радиоактивно загрязненной территории на примере тестовой зимовки СИП.

МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОБОСНОВАНИЮ РЕАБИЛИТАЦИОННЫХ МЕРОПРИЯТИЙ ПО СНИЖЕНИЮ ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ НАСЕЛЕНИЯ, ПРОЖИВАЮЩЕГО НА РАДИОАКТИВНО ЗАГРЯЗНЕННОЙ ТЕРРИТОРИИ

1. Принципы классификации хозяйств и населенных пунктов по степени необходимости реабилитации

При выборе оптимальных стратегий защитных мероприятий следует выделить две категории населения, для которых контрмеры, направленные на снижение доз внутреннего облучения, могут иметь свои особенности. В качестве первой категории следует рассматривать население, непосредственно проживающее на радиоактивно загрязненной территории, с которой потребляет произведенную им продукцию. Ко второй категории можно отнести население, потребляющее сельскохозяйственную продукцию, полученную на загрязненной территории, за пределами места, где эта продукция была произведена. В качестве основного критерия оценки эффективности контрмер для первой категории должно рассматриваться снижение индивидуальной эффективной дозы, а для второй - уменьшение коллективной дозы от употребления загрязненной продукции [2].

Следует отметить различие в целях применения защитных мероприятий для выделенных категорий населения. Так, если в первом случае контрмеры непосредственно направлены на снижение доз облучения населения, то во втором целью их применения является уменьшение экспорта дозы из загрязненных районов. Необходимо подчеркнуть, что с точки зрения ведения сельского хозяйства и использования продукции оценка эффективности этих двух направлений применения защитных мероприятий может опираться на одинаковые критерии, например нормативы СанПиН 2.3.2.1078-01, однако последующий сравнительный анализ стратегий реабилитации загрязненных территорий должен учитывать присущие выделенным категориям населения особенности.

При разработке стратегии адресной реабилитации (т.е. дифференцированного применения контрмер), направленной на получение максимального эффекта от применяемых мероприятий с минимальными дополнительными вложениями необходимо учитывать факторы, определяющие эффективность их использования. К числу основных факторов, влияющих на формирование доз внутреннего облучения населения, а следовательно и эффективность мероприятий, направленных на снижение таких доз, относятся плотность выпадений, особенности сельскохозяйственных угодий (в частности характеристики почв, особенности ранее проведенных контрмер и т.д.), использующихся для производства местных продуктов.

Учитывая отмеченные выше особенности, хозяйства коллективного сектора и населенные пункты, находящиеся на радиоактивно загрязненной территории, предложено классифицировать по плотности загрязнения ^{137}Cs [3]:

- сельскохозяйственных угодий, используемых для производства продукции растениеводства, кормов и выпаса животных (коллективный сектор). Классификация проводится на основе следующих градаций: 37-185 кБк/м^2 (1-5 Ки/км^2), 185-555 кБк/м^2 (5-15 Ки/км^2), 555-740 кБк/м^2 (15-20 Ки/км^2) и более 740 кБк/м^2 (более 20 Ки/км^2).
- территории населенного пункта (частный сектор). В качестве значений плотности загрязнения ^{137}Cs, в соответствии с которыми проводится классификация населенных пунктов, выбраны 37-185 кБк/м^2 (1-5 Ки/км^2), 185-370 кБк/м^2 (5-10 Ки/км^2), 370-555 кБк/м^2 (10-15 Ки/км^2) и более 555 кБк/м^2 (более 15 Ки/км^2).

Такое разделение хозяйств и населенных пунктов обусловлено исторически сложившейся системой зонирования радиоактивно загрязненных территорий, пострадавших от аварии на Чернобыльской АЭС, при разработке систем мероприятий по их реабилитации.

Хозяйства коллективного сектора классифицируются также по риску производства продукции с содержанием ^{137}Cs, превышающим нормативы СанПиН 2.3.2.1078-01, т.е. в данном случае применяется вероятностный подход. Проведено следующее разделение хозяйств по риску (вероятности) превышения нормативов: 0-10, 10-50, 50-90 и более 90%. Населенные пункты классифицируются по дозам внутреннего облучения жителей, на НП со среднегодовой дозой внутреннего облучения менее 0.5, от 0.5 до 1 и более 1 мЗв.

Предложенная классификация населенных пунктов и хозяйств дает возможность реализации адресной системы защитных мероприятий по реабилитации радиоактивно загрязненных территорий.

2. Критерии оценки эффективности контрмер

На различных этапах ликвидации последствий радиационных аварий (например аварии на Чернобыльской АЭС) проходило развитие методологической базы оценки эффективности защитных мероприятий, усовершенствовались критерии и способы определения наиболее рациональных вариантов контрмер [4].

Так, в первые годы после аварии на ЧАЭС (конец 80-х годов), ведущим критерием при сравнении различных сельскохозяйственных защитных мероприятий был *радиоэкологический*, т.е. оценка кратности снижения содержания радионуклидов в продукции АПК после проведения контрмер.

На втором этапе ликвидации последствий аварии на ЧАЭС (первая половина 90-х годов) в дополнение к описанным выше показателям оценки эффективности защитных мероприятий добавился *радиологический* критерий, т.е. оценка предотвращенных коллективных доз облучения населения в результате внедрения этих мероприятий.

Во второй половине 90-х годов, когда объемы финансирования работ по реабилитации сельскохозяйственных угодий были сведены к минимуму, особую актуальность приобрел *экономический* критерий оценки эффективности защитных мероприятий, в основе которого лежало определение затрат на внедрение контрмер, а также дополнительных доходов сельскохозяйственных производителей, за счет реализации полученной в результате внедрения специальных мероприятий нормативно «чистой» продукции.

А комбинация экономического и радиологического критериев дала возможность проводить комплексную оценку эффективности контрмер в различных отраслях сельского хозяйства на основе *анализа затраты - выгода*, определяя стоимость предотвращенной коллективной дозы облучения населения [5].

В последние годы (началоXXI века) в дополнение к представленным выше критериям добавился *социально-психологический*, т.е. оценка эффективности защитных мер на основе отношения к ним населения и лиц, принимающих решение об их внедрении. Для долгосрочного планирования защитных мероприятий не менее важен *временной* критерий – оценка периодов времени, в течение которых будет

достигнуто соблюдение законодательных актов, ограничивающих дополнительные дозовые нагрузки на население и действующих нормативов по содержанию радионуклидов в производимой сельскохозяйственной пищевой продукции и кормов сельскохозяйственных животных.

Анализ накопленного опыта по развитию критериальной базы обоснования эффективности применения защитных мероприятий позволил определить основные критерии, используемые для таких оценок:

- снижение эффективной годовой дозы в результате проведения контрмер (при реабилитации населенных пунктов);
- уменьшение риска превышения нормативов по содержанию радионуклидов в сельскохозяйственной продукции (при реабилитации хозяйств);
- снижение коллективной дозы от употребления загрязненной продукции;
- количество и стоимость ресурсов, необходимых для проведения защитных и реабилитационных мероприятий;
- экономию дозы на единицу затрат (стоимость чел.-Зв).

При разработке научно-обоснованного подхода применения защитных мероприятий в сельскохозяйственном производстве, необходим анализ всего круга проблем связанных с реабилитацией радиоактивно загрязненных территорий на двух уровнях: региональном (районном, областном и т.д.) и локальном (отдельный населенный пункт или хозяйство).

Обоснование оптимальных стратегий защитных и реабилитационных мероприятий (как в коллективном, так и в частном секторе) является многофакторной задачей и должно проводится в несколько этапов:

- *Оценка радиологической обстановки.* В хозяйствах коллективного сектора, расположенных на загрязненной территории, оценивается содержание радионуклидов в сельскохозяйственной продукции, и выделяются виды продукции, в которых оно превышает нормативы. Устанавливается вклад отдельных видов сельскохозяйственной продукции в коллективную дозу, и выделяются те из них, которые вносят в ее формирование наибольшую долю. В частном секторе выявляются населенные пункты, у жителей которых среднегодовая доза превышает установленный норматив. Для этого изучается радиационная ситуация, сложившаяся в сельском хозяйстве, выявляется ее динамика, а также оцениваются факторы, определяющие уровни загрязнения продукции из личных подсобных хозяйств, доз внутреннего облучения жителей загрязненных районов и эффективность защитных мероприятий.

- *Анализ необходимости применения защитных мероприятий.* Целью этого этапа является выявление населенных пунктов и хозяйств, в которых необходимо проведение защитных мероприятий, и времени, в течение которого эта потребность будет сохраняться. На основе данных о динамике доз облучения жителей исследуемых населенных пунктов и уровней загрязнения сельскохозяйственной продукции, производящейся в тестовых хозяйствах определяется эффективность проведенных там защитных мероприятий (если они были) и факторов, влияющих на эту эффективность. Оценивается потребность в дальнейшем применении контрмер. На основе этих исследований проводится расчет возможных доз облучения жителей исследуемых населенных пунктов и уровней загрязнения сельскохозяйственной продукции в хозяйствах коллективного сектора в отсутствии дальнейшего применения защитных мероприятий. Полученные результаты экстраполируются на все населенные пункты и коллективные хозяйства, расположенные на загрязненной территории. Определяется динамика изменения количества населенных пунктов и хозяйств во времени, а также определяются сроки, в течение которых будет сохраняться потребность в применении защитных мероприятий во всех населенных пунктах и хозяйствах на радиоактивно загрязненной территории.

- *Обоснование эффективных защитных мероприятий.* Основной целью данного этапа является определение всех возможных, потенциально эффективных защитных мероприятий для населенных пунктов и хозяйств коллективного сектора. На этом этапе проводится оценка стоимости и эффективности возможных защитных мероприятий, причем затраты на их проведение рассчитываются, как дополнительные по отношению к затратам на проведение стандартных сельскохозяйственных работ.

- *Сравнительный анализ эффективности стратегий проведения реабилитационных мероприятий.* Основная цель этого заключительного этапа - определение комбинаций защитных мероприятий на всем промежутке времени, когда их применение оправданно по любому из выделенных выше критериев. Такой анализ проводится как для частного, так и для коллективного секторов. Для каждого года после радиоактивных выпадений определяются наиболее рациональные сочетания защитных и реабилитационных мероприятий и выявляются периоды времени, в течение которых они должны быть использованы. Эффект от применения каждой стратегии оценивается на основе интегральных показателей, рассчитанных для всего периода времени, когда применение контрмер будет признано необходимым. В качестве таких критериев рассматриваются следующие:

- период времени, необходимый для снижения загрязнения продукции до уровней, соответствующих нормативам;
- количество и стоимость ресурсов, необходимых для проведения каждой из стратегий;
- коллективная доза при употреблении продукции до и после проведения защитных и реабилитационных мероприятий;

- суммарная стоимость 1 чел.-Зв, предотвращенного в результате применения стратегии контрмер.

Сравнительный анализ эффективности различных стратегий защитных мероприятий проводится как с учетом затрат на их проведение, так и с оценкой радиологической ситуации после их выполнения, принимая во внимание доступность ресурсов, а также возможные ограничения и социально-экономические последствия.

3. Адаптация методологии реабилитации радиоактивно загрязненных территорий к условиям тестовой зимовки, расположенной на территории СИП

При обосновании защитных мероприятий по реабилитации территории СИП следует выделять две группы населения:

- население, проживающее на СИП;
- население, проживающее за пределами СИП.

Рассматривая данные группы населения можно сказать, что эти когорты могут значительно отличаться по численному составу. Так, если население зимовок составляет в настоящее время 2-5 человек, то производимая на них продукция животноводства, экспортируемая в чистые районы, может потенциально обеспечить питанием до 200 и более человек. Такие оценки были выполнены на основе данных по поголовью сельскохозяйственных животных, содержащихся на зимовках, их молочной и мясной продуктивности. Однако, несмотря на такую большую разницу в численном составе рассматриваемых групп населения, следует учитывать, что при возвращении в хозяйственное использование территории СИП, что важно для экономического развития Республики Казахстан численность населения, проживающего на территории полигона, может резко возрасти и, следовательно, рассмотрение возможностей формирования дополнительных доз облучения у этой категории населения также очень важно. Значимым фактором, влияющим на эффективность стратегий реабилитации территории полигона, будет являться только плотность выпадений обоих радиологически значимых радионуклидов ^{137}Cs и ^{90}Sr на пастбищных угодьях, поскольку почвенный покров территории СИП является более менее однородным и сельскохозяйственные защитные мероприятия там ранее не проводились. Поэтому, территорию пастбищных угодий полигона предлагается классифицировать с учетом степени радиоактивного загрязнения для двух групп населения при разных плотностях загрязнения кормовых угодий: **^{90}Sr, кБк/м^2 – от <11.1 до > 148 и ^{137}Cs, кБк/м^2 – от <37 и до > 185.**

Рассматривая круг вопросов, связанных с критериальной базой оценки эффективности защитных мероприятий по реабилитации территории СИП можно сказать, что практически все из представленных в методологии критериев можно использовать для обоснования наиболее эффективных стратегий внедрения контрмер. Так, *радиоэкологический* критерий будет являться первичным при выборе защитных и реабилитационных мероприятий. В качестве *нормативного* критерия следует рассматривать соответствие получаемой на пастбищных угодьях СИП продукции животноводства действующим стандартам по содержанию в ней радионуклидов, а также дозовые пределы дополнительного облучения населения. Поскольку за счет потребления продукции животноводства с территории полигона различными группами населения возможно формирование у них дозовых нагрузок, то не менее важным при оценке эффективности защитных мер является *радиологический* критерий (оценка предотвращенных коллективных доз облучения населения в результате внедрения мероприятий). Учитывая локальный характер загрязнения пастбищных угодий территории СИП, и то что дозы облучения населения при таких уровнях вряд ли значительно превысят уровень 1 мЗв, внедрение защитных и реабилитационных мероприятий на территории полигона должно основываться на принципе оптимизации (максимальное снижение дозы при минимальных затратах). Для реализации такого принципа при обосновании оптимального использования защитных мер необходимо использовать *экономический* критерий и *анализ затраты - выгода*, определяя стоимость предотвращенной коллективной дозы облучения населения.

Систему мероприятий по реабилитации территории СИП необходимо разрабатывать на двух уровнях локальном и региональном. На локальном уровне – отдельной зимовки (в настоящем исследовании это тестовая зимовка «Атомное озеро») обосновывается комплекс мер с учетом специфичных особенностей каждой зимовки. Определяются оптимальные сочетания защитных мероприятий. Полученные на локальном уровне данные экстраполируются на все зимовки, расположенные на загрязненной территории. Такой комплексный двухуровневый подход позволяет дать реалистичную оценку радиологической ситуации на загрязненной территории, учитывая особенности ведения сельскохозяйственного производства, что обеспечивает адресное планирование стратегий защитных мероприятий. На региональном уровне проводится обоснование и планирование общей стратегии проведения реабилитации территории СИП. Определяются состав и объемы защитных мероприятий, затраты на их проведение, потребность в материальных и сырьевых ресурсах, транспорте и т.п. Результатом этих работ является разработка адресных стратегий реабилитации для всех зимовок, расположенных на территории полигона.

Этапы обоснования оптимальных систем защитных мероприятий в представленной выше методологии, в целом, соответствует задачам и специфике реабилитации территории СИП.

РАЗРАБОТКА СТРАТЕГИИ АДРЕСНОЙ РЕАБИЛИТАЦИИ ПАСТБИЩНЫХ УГОДИЙ ТЕСТОВОЙ ЗИМОВКИ СИП С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРНОЙ СИСТЕМЫ ПОДДЕРЖКИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ ReSCA

Обоснование системы адресной реабилитации пастбищных угодий зимовки «Атомное озеро» проведено с помощью компьютерной системы поддержки принятия решений СППР *ReSCA* последней версии 2009 г. Система поддержки принятия решений «Стратегии реабилитации после Чернобыльской аварии» (*ReSCA* - Remediation Strategies after the Chernobyl Accident) представляет собой компьютерную программу, позволяющую определять состав и объем наиболее эффективных защитных мероприятий с учетом радиологических, почвенных и административно-хозяйственных характеристик населенных пунктов, а также наличия финансовых и материальных ресурсов.

Оптимизация защитных мероприятий на уровне населенного пункта, района и области осуществляется на основе минимизации затрат на единицу предотвращенной дозы с учетом социальной приемлемости контрмер, т.е. оптимизированная стратегия реабилитации включает в себя комплекс мер, позволяющих максимально снизить дополнительные дозы облучения населения при минимальных затратах. Разработка программой стратегии реабилитации продолжается до тех пор, пока значения суммарных доз облучения во всех населенных пунктах не станут меньше 1 мЗв/год, закончатся денежные средства на реабилитацию или не будут использованы все защитные мероприятия. При наступлении какого-либо из этих условий программа завершает процесс оптимизации.

Данная программа была разработана при реализации проекта МАГАТЭ по техническому сотрудничеству RER/9/074 «Стратегии долгосрочных защитных мероприятий и мониторинг облучения населения сельских территорий, пострадавших после Чернобыльской аварии» [6]. Система ReSCA основывается на использовании данных о конкретных населенных пунктах, а также на стандартном алгоритме оценки доз облучения населения [7]. В настоящее время, основным дозообразующим радионуклидом на территориях стран, пострадавших от аварии на ЧАЭС является ^{137}Cs, поэтому программа была разработана для оптимизации контрмер по защите населения от облучения, связанного с этим радионуклидом. Структура программы представлена на рисунке 1.

Формирование доз внутреннего облучения населения, проживающего как на территории СИП, так и за его пределами обусловлено потреблением только продукции животноводства, поэтому при разработке системы реабилитации полигона, в системе *ReSCA*, из всех контрмер рассматривались только те из них, которые обеспечивают снижение содержания радионуклидов ^{137}Cs и ^{90}Sr в молоке и мясе, а именно:

1. коренное улучшение сенокосов и пастбищ (RI);
2. поверхностное улучшение сенокосов и пастбищ (SI);
3. применение ферроцинсодержащих препаратов для коров (FA);
4. применение минеральных подкормок, содержащих Ca (MA).

В качестве меры, направленной на снижение дозы внешнего облучения от ^{137Cs} в системе *ReSCA* анализировалась эффективность проведения дезактивационных работ (RS). Параметры защитных мероприятий, используемых программой для оценки их эффективности, представлены в таблице 1.

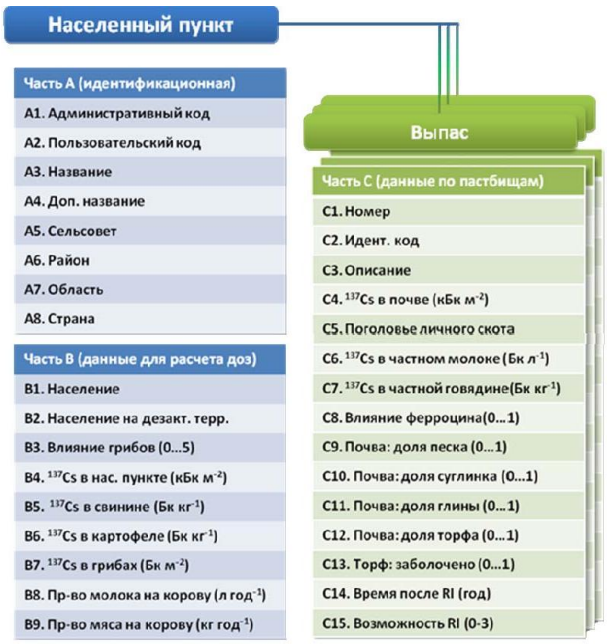


Рисунок 1. Двухуровневая структура пользовательских исходных данных

Таблица 1. Характеристика защитных мероприятий

Защитное мероприятие	Эффективность - кратность снижения	Период действия (годы)	Стоимость (Евро)	Приемлемость
контрмеры от ^{137}Cs				
RI	4 (молоко, говядина)	4	390*	1
SI	2 (молоко, говядина)	4	340*	1
FA	3 (молоко), 2 (говядина)	1	60*	0.75
RS	1.5 (внешнее облучение)	27	325**	0.1
контрмеры от ^{90}Sr				
RI	4 (молоко, говядина)	4	390*	1
SI	2 (молоко, говядина)	4	340*	1
MA	3 (молоко), 2 (говядина)	1	60*	0.75
* - расчет на одну корову, ** - расчет на одного жителя				

Следует отметить, что стоимость контрмер, направленных на снижение содержания радионуклидов в молоке и мясе (RI, SI, FA, MA) оценена из расчета затрат на одну корову, а дезактивационных защитных мероприятий на одного жителя населенного пункта. Также видно, что проведение коренного или поверхностного улучшения пастбищных угодий снижает переход из почвы в продукцию животноводства и ^{137}Cs и ^{90}Sr. Таким образом эффект от этих мероприятий при одних и тех же затратах будет выше.

Для расчетов доз облучения населения, проживающего на территории СИП, и обоснования оптимальной стратегии реабилитации этого региона, в систему поддержки принятия решений *ReSCA* были внесены ряд изменений с целью ее адаптации к решению задач настоящего исследования. Аналогом населенных пунктов, используемых программой, являются зимовки на территории СИП. Поскольку территория СИП загрязнена радионуклидами ^{137}Cs и ^{90}Sr, то в программе учтены оценки дозовых нагрузок на население от обоих радионуклидов. Таким образом, при характеристике зимовок необходимо использовать следующие показатели:

- число жителей в зимовке, чел.;
- плотность загрязнения территории зимовки ^{137}Cs, кБк/м^2;
- молочная и мясная продуктивность на корову, л (кг)/год.

В данные уровня участков следует вносить информацию о каждом пастбище, которое используется населением зимовок для выпаса скота. Эти данные должны включать в себя:

- плотность загрязнения участка ^{137}Cs, кБк/м^2;
- плотность загрязнения участка ^{90}Sr, кБк/м^2;
- поголовье животных, выпасаемых на участке, гол.;
- средние концентрации ^{137}Cs в молоке и мясе, Бк/л(кг);
- средние концентрации ^{90}Sr в молоке и мясе, Бк/л(кг);
- в структуру почвенного покрова участка необходимо внести данные о 100% содержании глинистых почв, т.к. они в наибольшей степени близки по КП к каштановым почвам, характерным для региона СИП;
- информацию об отсутствии ранее проводимого коренного улучшения пастбищных угодий на территории СИП;
- параметр, характеризующий возможность проведения коренного или поверхностного улучшения (3 – возможно их проведение).

Поскольку территория полигона характеризуется большой вариабельностью плотностей загрязнения радионуклидами, при оценках доз облучения населения необходимо рассмотреть все возможные варианты выпаса сельскохозяйственных животных на участках с различными уровнями радиоактивного загрязнения.

В параметры модели, для оценок доз облучения населения, внесены ряд изменений в рацион питания жителей зимовок на территории СИП. Картофель, потребляемый жителями зимовок, привозной, поэтому, основными продуктами питания, содержащими радионуклиды, которые оказывают влияние на формирование дополнительной дозовой нагрузки на население, являются молоко и мясо. В программе *ReSCA* существует два вида мясной продукции, потребляемой населением: свинина, производимая на территории населенного пункта и говядина, получаемая от коров, выпасаемых на пастбищных угодьях. Поскольку на территории зимовок полигона свинина не производится, то в программе *ReSCA* этот вид продукции не учитывается, а говядина является эквивалентом потребления населением мясной продукции, производимой на пастбищных угодьях (конина, баранина, говядина).

Из собранных сведений о зимовке «Атомное озеро», сформировали базу данных для разработки системы мер по ее реабилитации в СППР *ReSCA*.

Для каждой из трех зон загрязнения по ^{137}Cs и ^{90}Sr, выделенных при классификации, рассматривалось два варианта оценок для групп населения, проживающего как на территории СИП (зимовка «Атомное озеро»), так и за его пределами. Таким образом, по каждому радионуклиду было выделено 6 вариантов ведения сельскохозяйственного производства (по 3 на каждую группу населения):

- для населения, проживающего на СИП, численность жителей взята равной 10 чел. (минимальная для оценок программой) и число коров – 5 голов (поголовье необходимое для питания этой когорты населения);
- для населения, проживающего за территорией СИП, численность жителей взята равной 115 чел. (т.е. это та когорта населения, которую может обеспечить питанием содержащееся на зимовке поголовье сельскохозяйственных животных) и число коров – 50 голов (реально содержащихся на зимовке);

Выполненные в СППР *ReSCA* расчеты позволили сформировать адресную стратегию реабилитации зимовки «Атомное озеро» в виде дифференцированного набора защитных и реабилитационных мероприятий для каждой из выделенных при классификации зон загрязнения (таблица 2).

Таблица 2. Адресная стратегия реабилитации пастбищных угодий зимовки «Атомное озеро»

Плотность загрязнения кормовых угодий ^{90}Sr, кБк/м^2	Плотность загрязнения кормовых угодий по ^{137}Cs, кБк/м^2		
	<37	37-185	>185
население, проживающее на СИП			
<11.1	-	-	RI, FA
11.1-148	-	-	RI, FA
>148	RI, MA	RI, MA	RI, FA, MA
население, проживающее за пределами СИП			
<11.1	-	-	RI, FA
11.1-148	-	-	RI, FA
>148	RI, MA	RI, MA	RI, FA, MA

Как видно из данных таблицы сформированная стратегия адресной реабилитации будет состоять только из сельскохозяйственных контрмер и по типам мероприятий являться идентичной для обеих групп населения. При этом, проведение коренного улучшения пастбищных угодий (RI) необходимо во всех зонах загрязнения радионуклидами цезия и стронция, где существует превышение дозовых нормативов у населения (0.3 мЗв/год). В зоне загрязнения по ^{137}Cs более 185 кБк/м^2 дополнительно к RI необходимо применение ферроцинсодержащих препаратов для коров (FA), а в зоне загрязнения по ^{90}Sr выше 148 кБк/м^2 помимо коренного улучшения необходимо применение минеральных подкормок, содержащих Ca (MA). В наиболее загрязненной зоне по обоим радионуклидам необходимо внедрять все три типа контрмер (RI, FA и MA). Использование такого комплекса защитных и реабилитационных мероприятий позволит значительно снизить дозы облучения обеих групп населения (таблица 3). После внедрения стратегии адресной реабилитации зимовки «Атомное озеро» суммарные среднегодовые дозы облучения населения снизятся от 3 до 7 раз и, в итоге, не будут превышать установленного порога доз.

По расчетам СППР *ReSCA* суммарные затраты на проведение реабилитационных работ составят от 2.5 до 25.5 тыс. ЕВРО в зависимости от поставленных целей реабилитации (таблица 4). Так, если целью реабилитационных работ будет снижение доз населения проживающего только на зимовке «Атомное озеро», то затраты на такого рода мероприятия окажутся минимальными (2.3-2.6 тыс. ЕВРО в зависимости от уровней радиоактивного загрязнения). Однако если целью работ будет являться снижение доз облучения населения, проживающего за территорией СИП, но потребляющего произведенную на пастбищных угодьях зимовки «Атомное озеро» продукцию животноводства, то затраты на реабилитацию возрастут и составят порядка 23-26 тыс. ЕВРО. Необходимо отметить, что для возвращения территории полигона в сельскохозяйственный оборот последний вариант реабилитации должен рассматриваться как приоритетный. Отличия в затратах на проведение реабилитационных работ для двух групп населения связаны с различным поголовьем сельскохозяйственных животных для которых необходимо проведение контрмер и различными площадями пастбищных угодий.

Таблица 3. Суммарные среднегодовые дозы облучения населения зимовки «Атомное озеро» и, проживающего за ее пределами, до и после проведения защитных и реабилитационных мероприятий, мЗв (до контрмер/после контрмер)

Плотность загрязнения кормовых угодий ^{90}Sr, кБк/м^2	Плотность загрязнения кормовых угодий по ^{137}Cs, кБк/м^2		
	<37	37-185	>185
население, проживающее на зимовке			
<11.1	0.04	0.17	0.72/0.12
11.1-148	0.08	0.21	0.76/0.16
>148	0.48/0.1	0.61/0.23	1.16/0.18
население, проживающее за пределами зимовки			
<11.1	0.02	0.15	0.7/0.1
11.1-148	0.06	0.19	0.74/0.14
>148	0.46/0.08	0.59/0.21	1.14/0.16

Таблица 4. Суммарные затраты на проведение стратегии адресной реабилитации зимовки «Атомное озеро», тыс. ЕВРО

Плотность загрязнения кормовых угодий ^{90}Sr, кБк/м^2	Плотность загрязнения кормовых угодий по ^{137}Cs, кБк/м^2		
	<37	37-185	>185
население, проживающее на СИП			
<11.1	-	-	2.25
11.1-148	-	-	2.25
>148	2.25	2.25	2.55
население, проживающее за пределами СИП			
<11.1	-	-	22.5
11.1-148	-	-	22.5
>148	22.5	22.5	25.5

При оценке эффективности адресной стратегии реабилитации зимовки «Атомное озеро» также следует остановиться на радиологическом и радиолого-экономическом аспектах внедрения контрмер. За счет проведения предложенных комбинаций сельскохозяйственных мероприятий возможно будет сэкономить дозы облучения населения (таблица 5). Так, предотвращенная за счет контрмер доза для населения, проживающего на территории зимовки, составит от 0.04 до 0.1 чел.-Зв, а для второй группы населения существенно выше: 0.4-1 чел.-Зв. Для обеих групп населения, с увеличением плотностей загрязнения пастбищных угодий предотвращенная доза будет возрастать и достигнет максимума при применении защитных и реабилитационных мероприятий на наиболее загрязненных участках по обоим радионуклидам.

Анализ данных таблиц 4 и 5 показал, что стоимость предотвращенной дозы при внедрении контрмер будет закономерно снижаться с увеличением уровней загрязнения радионуклидами пастбищных угодий от 56 тыс. ЕВРО за 1 чел.-Зв до 26 тыс. ЕВРО, т.е. применение защитных и реабилитационных мероприятий станет самым эффективным на наиболее загрязненных по обоим радионуклидам участках пастбищных угодий (стоимость предотвращенной дозы будет минимальна).

Таим образом, на основе проведенных исследований для зимовки «Атомное озеро» разработана стратегия ее адресной реабилитации в виде комплекса защитных мероприятий, обеспечивающих максимально быстрое снижение годовых доз облучения населения и уровней загрязнения радионуклидами сельскохозяйственной продукции до установленных нормативов. Для каждой группы населения, выделенной при классификации, оценены затраты на проведение реабилитационных работ и их радиологическая эффективность.

Таблица 5. Предотвращенная коллективная доза облучения населения при проведении стратегии адресной реабилитации зимовки «Атомное озеро», чел.-Зв

Плотность загрязнения кормовых угодий ^{90}Sr, кБк/м^2	Плотность загрязнения кормовых угодий по ^{137}Cs, кБк/м^2		
	<37	37-185	>185
население, проживающее на СИП			
<11.1	-	-	0.06
11.1-148	-	-	0.06
>148	0.04	0.04	0.1
население, проживающее за пределами СИП			
<11.1	-	-	0.55
11.1-148	-	-	0.55
>148	0.43	0.43	0.98

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оценка уровней загрязнения основных дозообразующих пищевых продуктов, производящихся на сельскохозяйственных угодьях тестовой зимовки «Атомное озеро» Семипалатинского испытательного полигона, радиологически значимыми радионуклидами ^{137}Cs и ^{90}Sr показала, что наиболее критическим звеном облучения населения исследуемой зимовки является внутреннее облучение за счет поступления в организм человека радионуклидов ^{137}Cs и в несколько меньшей степени ^{90}Sr с продуктами животноводства. Расчеты доз облучения населения, проживающего и ведущего хозяйственную деятельность на территории зимовки «Атомное озеро» выявили, что при выпасе животных на наиболее загрязненных участках пастбищных угодий зимовки «Атомное озеро» возможно превышение дозового норматива (0.3 мЗв/год) у критической группы населения этой зимовки. Результаты исследований показали, что для зимовки «Атомное озеро» необходима разработка системы защитных и реабилитационных мероприятий. Проведена классификация пастбищ по степени загрязнения радионуклидами ^{137}Cs и ^{90}Sr, что позволит проводить разработку дифференцированных стратегий реабилитации территории СИП, с учетом ведения сельскохозяйственного производства на угодьях с различной степенью загрязнения.

На основе использования компьютерной системы поддержки принятия решений ReSCA, адаптированной для обоснования мероприятий по реабилитации территории СИП, разработана адресная стратегия применения сельскохозяйственных контрмер на пастбищных угодьях зимовки «Атомное озеро». Внедрение в практику предложенной стратегии реабилитации позволит снизить дозовые нагрузки населения как проживающего непосредственно на территории зимовки, так и за ее пределами, но потребляющее произведенную на ней продукцию, до законодательно установленных уровней. Оценены примерные затраты, необходимые для реабилитации зимовки «Атомное озеро». В тоже время, необходимо отметить, что на стоимость внедрения контрмер применительно к условиям СИП будут оказывать влияние различные факторы: затраты на удобрения, ферроцинсодержащие препараты, минеральные добавки, ГСМ, наличие квалифицированного персонала, техники и др. Это может повлечь за собой увеличение стоимости проведение контрмер и, соответственно, общих затрат на реабилитацию. Решение этих вопросов связано с проведением дополнительных исследований по изучению материально-технической, инфраструктурной и экономической сторон хозяйствования на территории СИП.

Необходимо отметить, что выработка стратегий реабилитации проведена для условий выпаса животных на территориях, характеризуемых существенным (по сравнению с другими возможными ареалами выпаса) содержанием радионуклидов в почве.

При проведении дальнейших исследований необходимо сфокусировать внимание как на экологических особенностях СИП, влияющих на возможность внедрения реабилитационных мероприятии, так и на экономических аспектах. Тем не менее, подходы, основанные на применении СППР для решения радиоэкологических проблем СИП, представляются перспективными в связи с возможной интенсификацией хозяйственной деятельности на полигоне.

Литература

1. Мукушева, М.К. Научные основы экологической оценки радиационно-загрязненных территорий Семипалатинского испытательного полигона: дисс. док. тех. наук: 25.00.36 / М.К. Мукушева. – г. Курчатов, 2006, 245 с.
2. Фесенко, С.В. Аграрные и лесные экоистемы: радиоэкологические последствия и эффективность защитных мероприятий при радиоактивном загрязнении: дисс. д-ра биол. наук. / С.В. Фесенко. – Обнинск, 1997. – 410 с.
3. Спиридонов, С.И. Оценка доз облучения населения в результате радиоактивного загрязнения территории Семипалатинского испытательного полигона / С.И. Спиридонов, М.К. Мукушева, О.А. Шубина, В.М. Соломатин, И.Э. Епифанова // Радиационная биология. Радиоэкология, 2008, том 48, № 2, С. 218-224.
4. Панов, А.В. Критерии и методы оценки эффективности защитных мероприятий в сельском хозяйстве на различных этапах ликвидации последствий аварии на Чернобыльской АЭС/ А.В. Панов, С.В. Фесенко, Р.М. Алексахин, Н.И. Санжарова // Межд. конф. «Радиоэкология: итоги, современное состояние и перспективы». – Москва, 3-5 июня 2008 года: Сборник материалов под ред. Р.М. Алексахина. – Обнинск: «Фабрика офсетной печати», 2008. – С. 46-56.
5. Яцало, Б.И. Радиолого-экономическая оценка эффективности сельскохозяйственных мероприятий на загрязненных территориях / Б.И. Яцало, А.Н. Ратников, О.А. Мирзеабасов //Доклады РАСХН. – 1996. – № 2. – С. 6–8.
6. Jacob, P. Rural areas affected by the Chernobyl accident: Radiation exposure and remediation strategies / P. Jacob, S. Fesenko, I. Bogdevich, V. Kashparov, N. Sanzharova, N. Grebenshikova, N. Isamov, N. Lazarev, A. Panov, A. Ulanovsky, Y. Zhuchenko, M. Zhurba // Sci. Total Environ 408 (2009). P. 14-25.
7. Оценка средних годовых эффективных доз облучения критических групп жителей населенных пунктов Российской Федерации, подвергшихся радиоактивному загрязнению вследствие аварии на Чернобыльской АЭС: Методические указания.–М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2005.–19 с.

ССП ТЕСТІЛІК ҚЫСТАҒЫН ReSCA ШЕШІМДЕРІН КОМПЬЮТЕРЛІК ҚАБЫЛДАУ ЖҮЙЕСІН ПАЙДАЛАНА ОТЫРЫП МЕКЕН-ЖАЙЛЫҚ ОҢАЛТУ СТРАТЕГИЯСЫН ӘЗІРЛЕУ

[1)]Спиридонов С.И., [2)]Мукушева М.К., [1)]Панов А.В., [1)]Епифанова И.Э.

[1)]Бүкілресейлік ауылшаруашылық радиология және агроэкология ҒЗИ, Обнинск, Ресей
[2)]Қазақстан Республикасының Ұлттық Ядролық Орталығы, Курчатов, Қазақстан

Осы мақалада радиоактивті ластанған аумақта тұратын халықтың сәулелену дозасын төмендету жөніндегі оңалту іс-шараларын негіздеудің әдіснамалық тәсілі, радиоактивті ластанған аумақты ССП аумағында орналасқан тестілік қыстақтар жағдайына оңалту әдіснамасы, шешімдер қабылдауды қолдаудың компьютерлік ReSCA жүйесінің көмегімен ССП-ның тестілік қыстағының жайылымдық жерлерін мекен-жайлық оңалту стратегиясы ұсынылған.

DEVELOPMENT OF ADDRESSING REHABILITATION STRATEGY OF STS TEST WINTERING WITH USE OF COMPUTER SYSTEM SUPORTED DECISION MAKING ReSCA

[1)]S.I. Spiridonov, [2)]M.K. Mukusheva, [1)]A.V. Panov, [1)]I.E. Alifanova

[1)]All-Russian SRI of Agricultural Radiology and Agroecology, Obninsk, Russia
[2)]National Nuclear Centre of the Republic of Kazakhstan, Kurchatov, Kazakhstan

The report presents methodic approach to the justification of rehabilitation measures aimed at reduction of radiation exposure to the population domiciling radioactive contaminated areas; provides rehabilitation methodology for radioactive contaminated areas with the example of conditions of test wintering ground located at the former STS, strategy of targeted rehabilitation of pasture lands of STS test wintering ground using ReSCA decision support system.

УДК 551.24.01

О КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ ЗОНАХ РАЗУПЛОТНЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД ПРИ КОСМОГЕННЫХ ВЗРЫВАХ В СВЯЗИ С ПРОБЛЕМОЙ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПОВ УДАРНО-ВЗРЫВНОЙ ТЕКТОНИКИ (ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ)

[1)]Мурзадилов Т.Д., [2)]Зейлик Б.С.

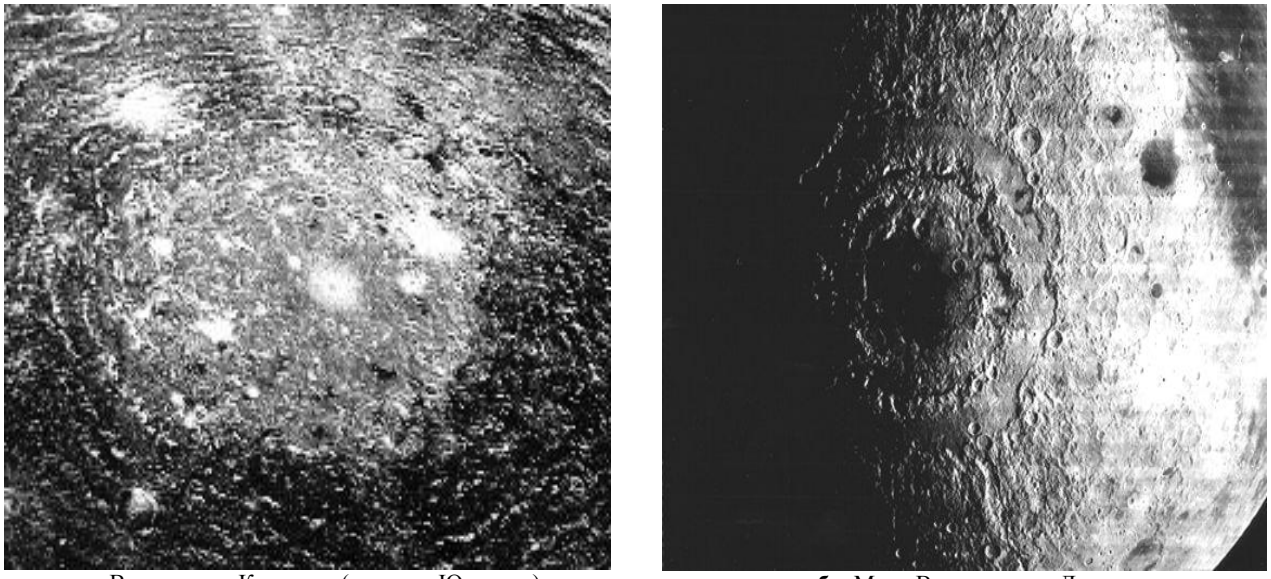
[1)]Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан
[2)]Институт геологических наук им. К.И. Сатпаева, Алматы, Казахстан

Описана элементарная теория образования многокольцевых структур под воздействием астероидно-метеоритного или кометного удара, позволяющая создать алгоритм вычисления местоположения разуплотненных зон геологических пород, с которыми могут быть связаны месторождения полезных ископаемых, как углеводородных, так и металлических.

Основанием для написания данной статьи явились разработки последних лет, касающиеся нового метода прогнозирования перспективных площадей для поиска месторождений полезных ископаемых (углеводородных и металлических) [4, 5, 8]. Метод опирается на принципы ударно-взрывной тектоники (УВТ) [6, 7] и анализ пространственной локализации месторождений полезных ископаемых. Работы по прогнозу месторождений нефти и газа были выполнены для обширных нефтегазоносных территорий западного Казахстана [4], по прогнозу месторождений металлических полезных ископаемых, связанных с гидротермальными процессами, - для всей территории Казахстана [8]. Установлено, что месторождения углеводородов и металлических полезных ископаемых в региональном плане контролируются чередующимися концентрическими зонами разуплотнения и сжатия горных пород, возникающими в гигантских и крупных кольцевых структурах ударно-взрывной космогенной природы. При этом оказалось, что выявленные за 110 лет порядка 180 месторождений нефти и газа и, особенно, их запасы, сосредоточены в основном в концентрических зонах растяжения (разуплотнения) этих ударно-взрывных кольцевых структур [4]. В зонах сжатия (зонах, не подвергшихся разуплотнению) находится значительно меньшее количество преимущественно мелких месторождений с ничтожным количеством запасов. Подобная картина установлена и для 706 месторождений металлических полезных ископаемых, открытых и разведанных не менее чем за 200 лет развития горного дела в Казахстане [8]. На основании углублённого анализа этих весьма представительных статистических выборок сделан вывод, что изучение кольцевых структур, широко распространенных на поверхности планеты, может стать основой современной стратегии прогноза месторождений полезных ископаемых. Пятьдесят лет космической эры предоставили многочисленные и многолетние достоверные данные дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), постоянно обновляемые и нарастающие в своём объёме данные о кольцевых структурах на планете с позиции их космогенного импактного происхождения (в рамках парадигмы ударно-взрывной тектоники). Всестороннее изучения кольцевых структур как с точки зрения наук о Земле, так и точных количественных наук весьма актуально. Установление местоположения в пространстве зон определённой плотности, позволит, например, более эффективно оценивать поисковые площади, особенно при дефиците информации для малоизученных территорий, т.е. там, где месторождения ещё не известны или выявлены в небольшом числе.

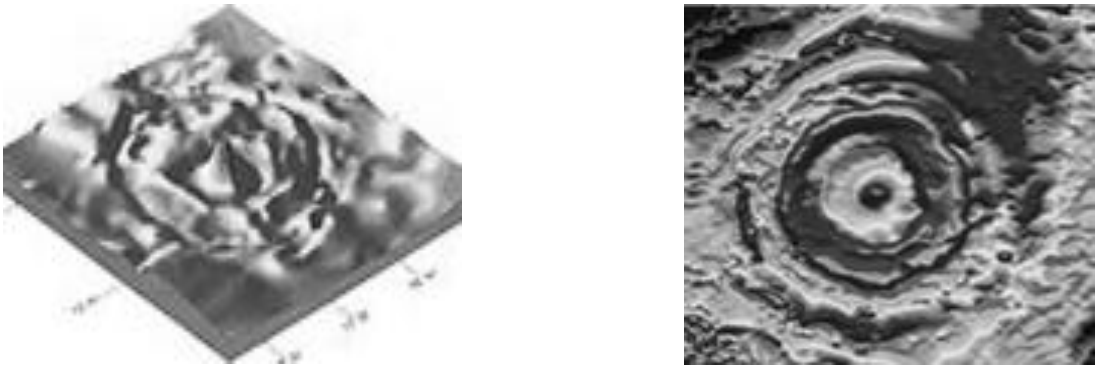
Ниже сделана попытка провести количественный анализ и описание кольцевых структур с целью выявления основных физических закономерностей их образования в процессе астероидно - метеоритных и кометных ударов, а также исследования некоторых количественных соотношений наблюдаемых параметров в окрестностях известных импактных структур для некоторых планет Солнечной системы. В качестве объектов изучения рассмотрены многокольцевые структуры Валгалла и Асгард на Каллисто (спутник Юпитера), Калорис на Меркурии и Море Восточное на Луне. Выбор данных структур обусловлен их масштабом и возможностью относительно простой визуальной диагностики размеров колец на космических фотоснимках. В качестве примера на рисунке 1 показаны снимки кольцевых структур на Каллисто (Валгалла) и Луне (Море Восточное). Гигантская многокольцевая структура Валгалла на Каллисто (рисунок 1а) насчитывает 30 колец с диаметром внешнего кольца порядка 3000 км.

На рисунке 2 приведены результаты инструментальных исследований двух земных многокольцевых структур иллюстрирующих чередование в пространстве гипсометрически различных концентрических зон рельефа. Это – астроблема Мьольнир в Норвегии (рисунок 2а), имеющая диаметр 40 км (по сейсмическим данным) и астроблема Ялали в Австралии (рисунок 2б), имеющая диаметр 12 км (по данным магнитной съёмки).



а – Валгалла на Каллисто (спутник Юпитера) **б** – Море Восточное на Луне

Рисунок 1. Снимки кольцевых структур



а – астроблема Мьольнир (Норвегия) **б** – астроблема Ялали (Австралия)

Рисунок 2. Результаты инструментального изучения земных многокольцевых структур

К настоящему времени остаётся неясным физический механизм образования обсуждаемых многокольцевых структур. Попытки объяснений с точки зрения теории линейных волновых процессов наталкивается на серьёзное противоречие. Противоречие связано с конечным наблюдаемым статическим результатом – чередованием в геологической среде "застывших" во времени кольцевых зон пониженной и повышенной плотности вокруг астероидно - метеоритных кратеров и следов кометных ударов. Такой результат, согласно теории сейсмических колебаний, в принципе возможен, но для этого необходимо, чтобы в среде образовывались стоячие волны, что возможно только при наличии в среде специфических, практически идеальных, акустических резонаторов. Однако отдельные геофизические исследования территорий кольцевых структур однозначно указывают на отсутствие резонаторов в планетарных недрах. Следовательно, причины изучаемого явления должны быть связаны с некоторыми нелинейными, высокоэнергетическими процессами, которые протекают во время распространения механических возмущений в геологической среде. Представляется, что такие возмущения, ответственные за возникновение "стоячих" резонансных волн, связаны с так называемой гофрированной неустойчивостью ударных волн, возникающей при взаимодействии последних с механическими неоднородностями среды на более поздних сроках развития процесса распространения [10]. Согласно предлагаемой гипотезе, сценарий образования периодической структуры со сферической (цилиндрической) симметрией разуплотнения горных пород в окрестности эпицентра астероидно-метеоритного или кометного удара выглядит следующим образом. При сильном ударе о планетную поверхность высокоэнергетического астероида, метеорита или кометы возникает мощная ударная волна. На начальных стадиях её распространения (за её фронтом) образуется зона сплошного дробления горных пород. При этом процесс дробления осуществляется через механизм раздавливания (сжатия). Энергия ударной волны на данной стадии столь велика, что фронт волны остаётся практически сферическим. По мере удаления от эпицентра удара

волна теряет свою энергию, начинает "чувствовать" механическую и вещественную структуру геологической среды, вследствие чего её фронт деформируется. При этом возникает так называемая гофрированная неустойчивость движения фронта ударной волны. Возмущенная ударная волна, за своим фронтом генерирует сферическую сейсмическую волну. Поскольку "толщина" ударной волны в направлении радиального распространения мала, сейсмические возмущения также близки к возмущениям двумерного измерения. Практически их можно интерпретировать как волны на сферической поверхности. Спектр таких волн на произвольном радиальном интервале достаточно широк, а основная гармоника представляет собой относительно быстро затухающую бегущую волну. Начиная с некоторого времени, энергия ударной волны уже не может обеспечить сплошные разрушения в среде через механизм сжатия. Как известно, за фронтом ударной волны, вследствие переноса вещества в радиальном направлении, горные породы вступают в фазу растяжения с разрушением через механизм растяжения, но уже отмеченными сейсмическими волнами. Однако, ввиду поверхностного характера сейсмических волн, интенсивность их существенно зависит от расстояния до эпицентра удара, а именно, интенсивность сгенерированной сейсмической волны максимальна только на расстояниях до эпицентра, при которых основная гармоника спектра возмущения удовлетворяет условиям резонанса на замкнутом контуре, то есть, где на главной окружности полусферы фронта ударной волны укладывается целое число длин волн. В результате такого резонанса энергетические возможности сейсмической волны могут быть достаточными для разрушения горных пород механизмом растяжения. И, поскольку таких уровней, по мере распространения ударной волны, возникает достаточно много, в результате получается серия концентрических кольцевых зон разуплотнения горных пород. В последующем, вследствие увеличения объёма раздробленного материала и вследствие литостатического давления, горные породы выдавливаются из зон разуплотнения, образуя визуально наблюдаемые кольцевые структуры горных гряд (например, как это можно наблюдать на планетах солнечной системы).

Описанный сценарий относительно просто формализуется и на его основе можно построить элементарную, эвристическую теорию образования мультиринговых, многокольцевых концентрических структур, возникающих при астероидно-метеоритном или кометном ударе о тело планет.

Параметры ударной волны в приближении теории сильного взрыва Седова- Неймана

При метеоритном ударе плотность энергии, выделяемой в эпицентре взрыва, столь велика по сравнению с энергией химической связи веществ геологической среды и космического тела, что среда и вещество ударника ведут себя как взаимодействующие капля и поверхность жидкости. Поэтому начальную стадию развития механических следствий (в том числе и процесс распространения ударной волны) можно рассматривать в гидродинамической интерпретации. Для формального описания этих следствий, ниже использованы количественные отношения, полученные при решении задачи о сильном взрыве в политропном газе, поскольку, согласно вышеотмеченному аргументу, параметры ударного процесса (взрыва), полученные для газа, в математической форме подобны и для сплошных, конденсированных сред.

Задача о сильном взрыве была решена Седовым и Нейманом (Neuman, 1946 г.) [9]. Формальной основой решения являлись так называемые автомодельные решения задач газовой динамики [1, 2]. Согласно данной теории положение, давление и скорость ударной волны можно описать уравнениями:

$$R = \beta \cdot \left(\frac{E \cdot t^2}{\rho 1} \right)^{\frac{1}{5}} \quad P_{ud} = \frac{2 \cdot \rho 1 \cdot U}{\gamma + 1} \quad U = \frac{2 \cdot R}{5 \cdot t}, \quad (1)$$

Здесь: R – длина вектора положения фронта полусферической ударной волны, Pud – давление на фронте ударной волны, $\rho 1$ – начальная плотность горных пород в месте падения метеорита, β и γ – некоторые постоянные, определяемые термодинамическими свойствами горных пород.

Отношения (1) могут быть сконструированы эвристически, как это делается в прикладной гидродинамике, исходя из принципов теории подобия, а коэффициенты β и γ - определены эмпирически. Так, например, при мониторинге подземного ядерного взрыва "Рейниер" (США), проведённом в туфах с плотностью породы $\rho 1 = 1.7 * 10^3$ кг/м^3, при взрыве мощностью $E = 7.14 * 10^{12}$ Дж через 10^{-3} секунды после детонации заряда, положение ударной волны было зафиксировано на расстоянии 7 м от гипоцентра взрыва. Подстановка этих значений в первое уравнение (1) дает оценку параметра $\beta = 1.76$ (значение параметра по определению не зависит от вещественного состава горных пород). Кроме того, при взрыве "Рейниер" на расстоянии 40 м от гипоцентра было измерено давление на фронте ударной волны $P_{ud} = 1.4 * 10^8$ н/м^2. Подстановка этих значений во второе уравнение (1) дает оценку параметру $\gamma = 3.3$. Полученный порядок величин β и γ будет справедлив и для космогенных ударов, поскольку формулы (1) получены безотносительно к природе источника энергии взрывного процесса. Единственным условием при их выводе полагалось, что этот источник должен быть достаточно мощным, что позволило бы рассматривать движение горных масс в гидродинамическом приближении.

В [9, 10] показано, что скорость, плотность и давление в веществе за фронтом ударной волны можно однозначно оценить при решении некоторого

характеристического уравнения, вытекающего из системы уравнений гидродинамики. Не останавливаясь подробно на технической стороне вопроса, отметим, что для подземного ядерного взрыва получены следующие количественные отношения [11]:

$$V_r = 0.63 \cdot \left(\frac{E}{\rho 1}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{r}{R^{\frac{5}{2}}}\right)$$
$$\rho = 1.87 \cdot \rho 1 \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad , \qquad (2)$$
$$P = 1.52 \cdot \left[0.72 \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^4 + 0.1\right]$$

Здесь: V_r , ρ , и P – радиальная скорость, плотность горных пород и давление за фронтом ударной волны, E – энергия взрыва, r – расстояние от эпицентра удара ($r<R$), $\rho 1$ – плотность невозмущённых горных пород, R – положение фронта ударной волны.

Продолжая энергетическую аналогию космогенных ударов с мощными ядерными взрывами можно полагать, что аналогичные отношения будут справедливы и для первого процесса, то есть:

$$V_r = b \cdot \left(\frac{E}{\rho 1}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{r}{R^{\frac{5}{2}}}\right)$$
$$\rho = a \cdot \rho 1 \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad , \qquad (3)$$
$$P = P0 \cdot \left[P1 \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^4 + P2\right]$$

где коэффициенты *b, a, P0, P1* и *P2* должны быть связаны именно с особенностями метеоритных ударов. Коэффициент "*a*" может быть определён из условия нормировки – закона сохранения вещества: количество вещества, охваченного движением в пределах границы ударной волны, в любой момент времени остаётся постоянным (за пределами фронта волны движения нет). Это условие выражается уравнением:

$$\int_V \int_R \rho \; r \; \cdot dV = 2 \cdot \pi \cdot \frac{a \cdot \rho 1}{R^2} \cdot \int_0^R r^4 \cdot dr = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \rho 1 \quad (4)$$

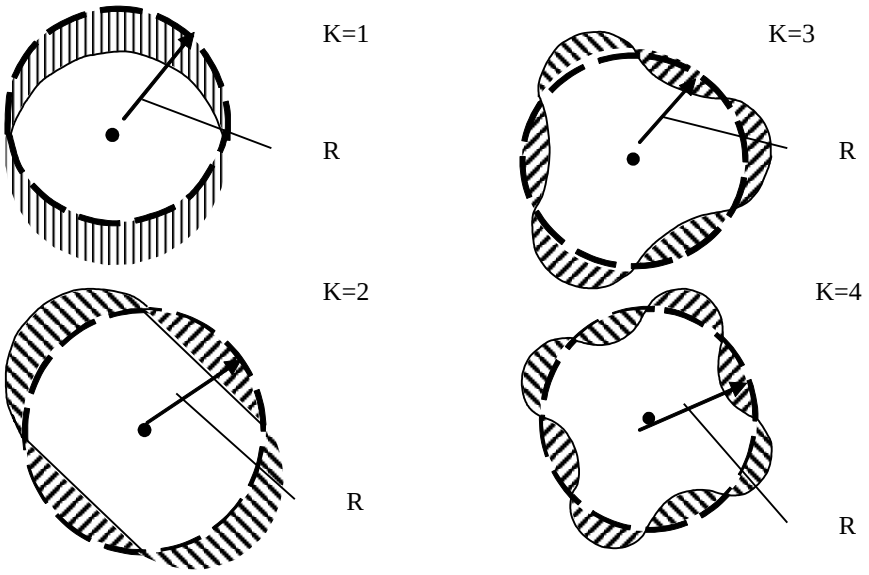
Решением уравнения (4) относительно "*a*" является величина a = 5/3. Для определения размеров первой зоны разуплотнения горных пород – зоны интенсивного дробления, – воспользуемся вновь энергетической аналогией следствий ядерных взрывов. При прямой проходке разведочными штольнями гипоцентра подземного ядерного взрыва было установлено, что горные породы в условиях естественного залегания были интенсивно раздроблены ударной волной на уровне давления в 1.4 раза превышающем статическую прочность на сжатие ($P(r)=1.4*\sigma_{сж}$) [11]. Подстановка этого значения в третье уравнение (3) приводит к уравнению, решение которого относительно размеров зоны интенсивного дробления (при $r=R_1=R$) имеет вид:

$$R_1 = \sqrt[3]{\frac{1}{1.4} \cdot P0 \cdot \; P1 + P2 \; \cdot \left(\frac{E}{\sigma_{сж}}\right)} \qquad (5)$$

РЕЗОНАНСЫ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН КАК СЛЕДСТВИЕ ГОФРИРОВАННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И ИХ АМПЛИТУДНЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Согласно вышеописанному сценарию, за пределами зоны интенсивного дробления горных пород, ударная волна, теряя свою энергию, начинает чувствовать неоднородности среды распространения и становится гофрировано неустойчивой (фронт волны в пространстве деформируется как бы в виде гофра). При этом за фронтом ударной волны генерируется целый спектр практически двумерных сейсмических возмущений с различной длиной волн. Амплитудный спектр этих волн очевидно должен быть неоднородным. Естественно, основная гармоника (длина волны максимальной амплитуды) будет определяться структурой акустических свойств среды, на которой рассеивается ударная волна. Эти волны вследствие некоррелированности фаз и, следовательно, из-за хаотической интерференции и затухания, за время своей жизни, уже не могут "осуществлять" сплошное разрушение вещества геологической среды. Не может осуществлять также сплошное дробление и ударная волна, поскольку она уже не столь интенсивна. Однако на некотором расстоянии от эпицентра взрыва, где на длине главной окружности фронта волны укладывается целое число длин волн основной гармоники, затухание последней резко падает. Она как бы попадает в резонанс, время её жизни также резко возрастает (она становится стоячей двумерной волной), а её энергетические возможности позволяют разрушать массив хотя бы механизмом растяжения. Ударная же волна, отдав часть своей энергии, уже на другом уровне своего положения, генерирует следующую резонансную сейсмическую волну с соответствующими механическими следствиями и т.д.

На рисунке 3 показаны основные типы резонансных стоячих волн различной симметрии К=1, … 4, К – число длин волн, укладывающиеся на контур $L=2*\pi*R$. Волны практически двумерны (толщина волны – доли длины основной гармоники), поскольку сгенерированы очень узкой ударной волной.



R – расстояние до фронта ударной волны
K=1 – одна длина волны; K=2 – две длины волны; K=3 – три длины волны, K=4 – четыре длины волны

Рисунок 3. Резонансные волны сейсмических возмущений основных гармоник при разных значениях укладывающихся длин волн на заднем фронте ударной волны

Согласно вышеизложенному, условие резонанса, при положении фронта ударной волны на границе зоны интенсивного дробления горных пород **R=R1** должно удовлетворять условию:

$$2 \cdot \pi \cdot R_1 = K_1 \cdot \lambda_1 \qquad K_1 = 1, 2, 3, ..., k \quad . \tag{6}$$

Здесь: R_1 – положение в пространстве фронта ударной волны, K_1 – натуральное число характеризующее количество длин волн укладывающихся на окружность длины $L=2*\pi*R_1$, λ_1 – длина основной гармоники сейсмической волны сгенерированной на резонансном уровне $R=R_1$, k – максимально возможное количество длин волн основной гармоники на контуре.

Это резонансное возмущение переходит на второй резонансный уровень, на котором должно удовлетворяться условие:

$$2 \cdot \pi \cdot R_2 = 2 \cdot \pi \cdot R_1 + \lambda_1 = 2 \cdot \pi \cdot R_1 \cdot \left(1 + \frac{1}{K_1} \right) \tag{7}$$

При прохождении ударной волной второго уровня генерируется основная гармоника – λ_2, удовлетворяющая также условию резонанса типа (6) и переходящая на уровень 3. Следовательно, для этого уровня имеет место уравнение:

$$\begin{aligned} 2 \cdot \pi \cdot R_3 &= 2 \cdot \pi \cdot R_2 + \lambda_2 = 2 \cdot \pi \cdot R_2 + \frac{2 \cdot \pi \cdot R_2}{K_2} = \\ &= 2 \cdot \pi \cdot R_2 \cdot \left(1 + \frac{1}{K_2} \right) = 2 \cdot \pi \cdot R_1 \cdot \left(1 + \frac{1}{K_1} \right) \cdot \left(1 + \frac{1}{K_2} \right) \end{aligned} \tag{8}$$

Продолжая подобные рассуждения, определяем класс функций, который описывает связь отношений различных резонансных уровней:

$$\begin{aligned} R_i &= \left(1 + \frac{1}{K_1} \right) \cdot \left(1 + \frac{1}{K_2} \right) ..... \left(1 + \frac{1}{K_i} \right) \cdot R_1 = \\ &= R_1 \cdot \prod_{j=1}^{i-1} \left(1 + \frac{1}{K_j} \right) \qquad i = 1, 2, ..., n \end{aligned} \tag{9}$$

где n – максимальное количество резонансных уровней.

Таким образом, выражение (9) определяет закон распределения границ резонансных уровней, а, следовательно, и границ зон разуплотнения горных пород в кольцевых структурах, обусловленных космогенными ударами.

В описанной выше модели геометрия фронта ударной волны была принята сферической. Между тем, в реальности это справедливо только для первой зоны разуплотнения горных пород, когда положение фронта ударной волны находится в пределах этого интервала (здесь энергия волны столь велика, что структура среды не влияет на геометрию фронта). Для зон более высокого порядка, величины K_i, в практических условиях становятся не целочисленными величинами. Это связано с тем, что фронт ударной волны приобретает более сложную конфигурацию, то есть, положение фронта становится функцией угловых координат. Учёт такой ситуации, формально, можно свести к дробности параметра K_i.

Как отмечалось, генерированные кольцевые сейсмические волны по своей природе являются двумерными (поверхностными) резонансными волнами. Следовательно, их можно описать следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \varepsilon_{ci} = A_i \cdot r \cdot \exp\left[\chi_i \cdot \ R_i - r \ \right] \cdot \exp\left[i1 \cdot \ \omega_i \cdot t - q \cdot l \ \right] \\ \sigma_{ci} = B_i \cdot r \cdot \exp\left[\chi_i \cdot \ R_i - r \ \right] \cdot \exp\left[i1 \cdot \ \omega_i \cdot t - q \cdot l \ \right] \end{cases} \quad (10)$$

Здесь: ε_{ci} , σ_{ci} - деформация и напряжение в геологической среде, создаваемые сейсмической волной, A_i и B_i – амплитуды деформации и напряжения, χ_i – коэффициент затухания сейсмической волны в радиальном направлении, r – радиальная координата поля напряжения и деформации, R_i – резонансный уровень, ω_i – частота колебаний основной гармоники сейсмической волны, q – волновой вектор (касательный к кольцевой резонансной зоне), l – длина дуги кольцевой резонансной зоны, $i1 = \sqrt{-1}$ - мнимая единица.

Согласно (10) "толщина" сейсмической волны зависит от коэффициента затухания χ_i, поэтому, чтобы обеспечить условие её малости, χ_i должна быть достаточно большой величиной. Например, на половине длины основной гармоники она должна по амплитуде уменьшится в "exp(-m)" раз (m>1), то есть:

$$0.5 \cdot \chi_i \cdot \lambda_i = m \quad \lambda_i = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_i}{K_i} \quad \chi_i = \frac{K_i \cdot m}{\pi \cdot R_i} \quad (11)$$

В момент зарождения сейсмической волны, создаваемая ею деформация среды, равна деформации ударной волны. Следовательно, по известным законам распределения плотности и давления за фронтом ударной волны (3) для амплитуд "A" и "B" путём подстановки $r=R_i$ в (10) и с учётом (5,10) получаем систему уравнений (12), которая, совместно с (11), однозначно определяет поле сейсмических волн (10).

$$\begin{cases} \varepsilon_{ci} = \varepsilon_{уд} = \dfrac{\sqrt{2}}{2} \cdot \left[\rho 1 \cdot \left(\dfrac{1}{\rho 1} - \dfrac{1}{\rho(R_i)} \right) \right]^{\frac{1}{3}} = \\ = \dfrac{\sqrt{2}}{2} \cdot \sqrt[3]{\dfrac{a-1}{a}} = 0.52 \\ A \cdot R_i = 0.52 \\ B \cdot R_i = \dfrac{\sqrt{2}}{2} \cdot P0 \cdot \ P1 + P2 \ \cdot \dfrac{E}{R_i^4} \\ P0 \cdot \ P1 + P2 \ = 1.4 \cdot \sigma_{сж} \cdot \dfrac{R_i^3}{E} \end{cases} \quad (12)$$

Коэффициент $\sqrt{2}/2$ в уравнениях (12) введён с учётом того, что энергия между степенями свободы колебательного и поступательного движений в среднем (статистически) делится поровну. Плотность энергии (амплитуда плотности) кольцевой сейсмической волны определится из известного отношения [10]:

$$w_{ci} = 0.5 \cdot \varepsilon_{ci} \cdot \sigma_{ci}^* = \\ = 0.252 \cdot \left(\frac{r}{R_i} \right)^2 \cdot \exp\left[-\frac{2 \cdot K_i \cdot m}{\pi} \cdot \left(1 - \frac{r}{R_i} \right) \right], \quad (13)$$

где σ_{ci}^* - комплексно сопряжённая величина к " σ_{ci} ".

После несложных вычислений можно определить энергию отдельной кольцевой сейсмической волны (резонанса):

$$\begin{cases} T_{ci} = \int_0^{R_i} w_{ci} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr = \\ = 2 \cdot \pi \cdot 0.252 \cdot R_i^3 \cdot \theta_i \cdot \sigma_{сж} \\ \alpha_{ci} = \dfrac{K_i \cdot m}{\pi} \\ \theta_i = \dfrac{0.5}{\alpha_{ci}} - \dfrac{1}{\alpha_{ci}^{\ 2}} + \dfrac{1.5}{\alpha_{ci}^{\ 3}} - \\ - \dfrac{1.5}{\alpha_{ci}^{\ 4}} + 0.75 \cdot \left[1 - \exp\ -2 \cdot \alpha_{ci} \ \right] \end{cases} \quad (14)$$

Полная же энергия всех стоячих кольцевых сейсмических волн определится выражением:

$$T_c = \sum_{i=1}^{n} T_{ci} = 2 \cdot \pi \cdot 2.252 \cdot \sigma_{сж} \sum_{i=1}^{n} R_i^3 \cdot \theta_i \ . \quad (15)$$

Кинетическую энергию поступательного движения горных пород за фронтом ударной волны, согласно выражениям (3), можно вычислить как соответствующий интеграл:

$$T_r = 0.5 \cdot \int_0^R \rho(r) \cdot V_r^2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr = \frac{5 \cdot \pi \cdot b^2}{2} \cdot E \ . \quad (16)$$

Очевидно, что сумма энергий сейсмических (колебательных) волн и энергии поступательного движения горных масс за фронтом ударной волны должна быть равной энергии космогенного удара (доли энергии космического тела, перешедшей в механическое движение) – согласно закону сохранения энергии. Отсюда следует:

$$T_c + T_r = E \quad 2 \cdot \pi \cdot 0.252 \cdot \sum_{i=1}^{n} R_i^3 \cdot \theta_i + \frac{5 \cdot \pi \cdot b^2}{2} \cdot E = E \ . \quad (17)$$

Условие (17) должно выполняться при любых значениях энергии, поэтому резонансные уровни должны быть связаны с энергией космического тела следующим количественным отношением:

$$R_i = \gamma_i \cdot E^{\frac{1}{3}}, . \quad (18)$$

Подставляя выражение (18) в (9), а затем в (17), находим уравнение для параметра "γ_1", решением которого являются выражения:

$$\begin{cases} \gamma_1^3 = \left(1 - \dfrac{5 \cdot \pi \cdot b^2}{2} \right) \cdot \left[2 \cdot \pi \cdot 0.252 \cdot \sigma_{сж} \cdot \sum_{j=1}^{n} \theta_j \cdot \left(\prod_{i=1}^{j-2} \left(1 + \dfrac{1}{K_i} \right) \right)^3 \right]^{-1} \\ \gamma_j = \gamma_1 \cdot \prod_{i=1}^{j-2} \left(1 + \dfrac{1}{K_i} \right) \end{cases} \quad (19)$$

Как видно из выражений (18) и (19), если известны значения радиусов кольцевых структур, то можно оценить энергию космогенных ударов.

ШИРИНА ЗОН РАЗУПЛОТНЕНИЯ В КОЛЬЦЕВЫХ СТРУКТУРАХ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ КОСМОГЕННЫМИ УДАРАМИ

Как отмечалось выше, разуплотнение горных пород происходит механизмом растяжения на резонансных уровнях при поглощении средой энергии кольцевых сейсмических волн. Разрушение (разуплотнение) пород происходит только тогда, когда плотность энергии в волне достигает некоторого критического значения. Значение этой плотности на теоретическом уровне оценить сложно. Поэтому, как и ранее, при вычислении предельных деформаций, воспользуемся энергетической аналогией с подземными ядерными взрывами.

При мониторинге взрыва Рейниер было установлено, что разрушение горных пород в условиях естественного залегания механизмом раздавливания происходит при давлении в 1.4 раза превышающем предел прочности на сжатие. Следовательно, плотность энергии ударного разрушения составит:

$$w_{уд} = \frac{1}{2} \cdot P_{уд} \cdot \varepsilon_{уд} = 0.364 \cdot \sigma_{сж} . \qquad (20)$$

Очевидно, в этом случае следует ожидать, что критическая плотность энергии разрушения механизмом растяжения будет:

$$w_{раст} = \frac{\sigma_{раст}}{\sigma_{сж}} \cdot w_{уд} = 0.364 \cdot \sigma_{раст} , \qquad (21)$$

где $\sigma_{сж}$ и $\sigma_{раст}$ – пределы прочности на сжатие и растяжение в условиях естественного залегания горных пород соответственно.

По известной плотности энергии, необходимой для разрушения горных пород в полусферическом слое толщины "h", можно оценить количество необходимой для этого энергии:

$$E_{раз.i} = \int_{R_i - h_i}^{R_i} 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot w_{раст} \cdot dr = \\ = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot 0.364 \cdot \sigma_{раст} \cdot R_i^3 \left[1 - \left(1 - \frac{h_i}{R_i} \right)^3 \right] . \qquad (22)$$

С другой стороны, энергию, заключённую в кольцевой (полусферической) сейсмической волне этой же толщины, согласно (13), можно вычислить как:

$$E_{hi} = \int_{R_i - h_i}^{R_i} 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot w_{ci} \cdot dr . \qquad (23)$$

Приравнивая выражения (22) и (23), согласно закону баланса энергий, можно получить уравнение для вычисления ширины зон разуплотнения горных пород за фронтом ударной волны.

$$a1(K_i, m) = \frac{\pi}{2 \cdot K_i \cdot m},$$

$$a2(h_i, R_i) = 1 - \frac{h_i}{R_i},$$

$$a3(K_i, m, h_i, R_i) = \frac{2 \cdot K_i \cdot m}{\pi} \cdot \frac{h_i}{R_i}$$

$$2 \cdot \pi \cdot 0.252 \cdot R_i^3 \cdot \sigma_{сж} \cdot \; a1(K_i, m) - 4 \cdot a1(K_i, m)^2 + \\ + 12 \cdot a1(K_i, m)^3 - 24 \cdot a1(K_i, m)^4 + \qquad (24) \\ + 24 \cdot \; a1(K_i, m) \cdot a2(h_i, R_i)^4 - 4 \cdot a1(K_i, m)^2 \times \\ \times a2(h_i, R_i)^3 + 12 \cdot a1(K_i, m)^3 \cdot a2(h_i, R_i)^2 - \\ - 24 \cdot a1(K_i, m)^4 \cdot a2(h_i, R_i)^1 + a1(K_i, m)^5 \Big] \times \\ \times \exp\left(a3(K_i, m, h_i, R \right) \\ = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot 0.364 \cdot \sigma_{раст} \cdot R_i^3 \cdot \left[1 - a2(h_i, R_i)^3 \right]$$

Анализ выражения (24) показывает, что отношения ширины зоны разуплотнения к расстоянию до местоположения этой зоны не зависит от данного расстояния и определяется только отношением пределов прочности на сжатие и растяжение, а также длиной волны основной гармоники сейсмических возмущений.

ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД В ЗОНАХ ИХ РАЗУПЛОТНЕНИЯ

Отношение плотности разуплотнённой зоны к первоначальной плотности можно оценить с помощью следующего уравнения:

$$\rho 1 \cdot \left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{\rho 1} \right) = \varepsilon_{ci}{}^3 = 0.52^3 . \qquad (25)$$

Разрешая данное уравнение относительно $\rho_i/\rho 1$, получаем искомое отношение:

$$\frac{\rho_i}{\rho 1} = \frac{1}{1 + \varepsilon_{ci}^3} = 0.877 , \qquad (26)$$

где ρ_i и $\rho 1$ – плотность вещества в кольцевых зонах разуплотнения и в пространстве между кольцами, соответственно.

Как видно из соотношения (26), величина разуплотнения не зависит от местоположения кольцевой зоны и для всех колец составляет не более 12% от исходной плотности (по крайней мере, в момент образования).

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЁТЫ

Расчёты с использованием выше приведенных решений выполнены применительно к кольцевым структурам Валгалла (Каллисто), Калорис (Меркурий), Асгард (Каллисто), Море Восточное (Луна). Выбор этих объектов (астроблем), как отмечалось выше, связан с относительно простой технологией выделения размеров колец – визуально по космиче-

ским снимкам. По земным структурам выделение колец сделать сложнее, поскольку многие структуры слабо просматриваются из-за их поверхностной эрозии или перекрытия более молодыми отложениями, а данные их инструментального (геофизического) исследования часто практически малодоступны для анализа (с точки зрения получения по ним необходимой информации). В таблице 1 приведены результаты измерения средних радиусов кольцевых структур для выбранных астроблем.

Таблица 1. Результаты измерения средних радиусов исследуемых кольцевых структур

№ структуры, i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Валгалла (Каллисто)														
R_i (км)	390	455	520	584	648	709	780	863	954	1059	1180	1307	1442	1590
Калорис (Меркурий)														
R_i (км)	130	157	185	212	241	272	301	332	365	396	431	467	502	541
Асгард (Каллисто)														
R_i (км)	36	59	91	131	180	243	308	385	468	551	652	765	875	990
Море Восточное (Луна)														
R_i (км)	170	283	413	562	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Согласно (6) значения длины генерированных сейсмических волн (λ_i) и их частоты (fi) можно вычислить с помощью формул:

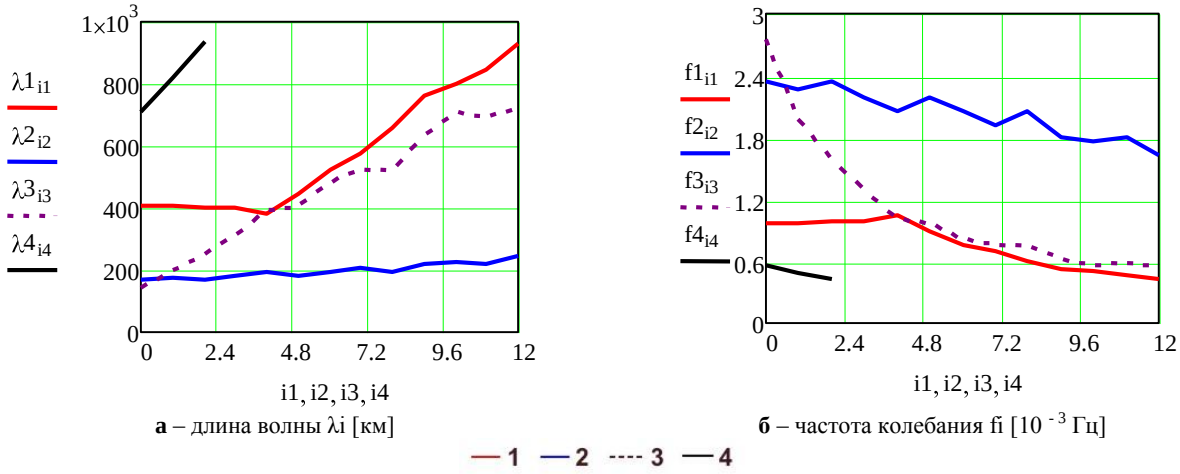
$$\begin{cases} \lambda_i = 2 \cdot \pi \cdot \dfrac{R_i}{K_i} \\ f_i = \dfrac{2500}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \end{cases} \qquad (27)$$

При расчетах средняя скорость сейсмических волн в теле планет принята равной 2500 м/сек. На рисунке 4 приведены результаты расчётов зависимости λ_i и f_i от номера кольцевой структуры (ось абсцисс) для астроблем, включенных в таблицу 1.

Как видно из результатов расчётов, по мере удаления кольцевых зон астроблем от эпицентра взрыва, длина генерируемых кольцевых сейсмических волн в целом возрастает, а частота колебаний соответственно убывает. Физически это, по-видимому, можно объяснить быстрым вырождением высокочастотных составляющих возмущений при их рассеянии на всё чаще встречающихся неоднородностях вдоль всё увеличивающихся периметров резонансных зон.

На рисунке 5а для исследуемых астроблем показаны результаты вычислений ширины зон разуплотнения h_i [км] в зависимости от расстояния до эпицентра удара R_i [км] с использованием решения систем уравнений (24).

Как видно из рисунка 5а, ширина зон разуплотнения горных пород убывает по мере удаления от эпицентра взрыва, что является ожидаемым эффектом, поскольку энергия ударной волны со временем убывает, и объёмы разрушения должны уменьшаться. Однако, для астроблемы Валгалла, начиная с 5 уровня (648 км) до 11 уровня (1180 км) ширина зон растет. По-видимому, это можно объяснить изменением степени неоднородности геологической среды, приводящей к увеличению обмена энергией между ударной и сейсмическими волнами.

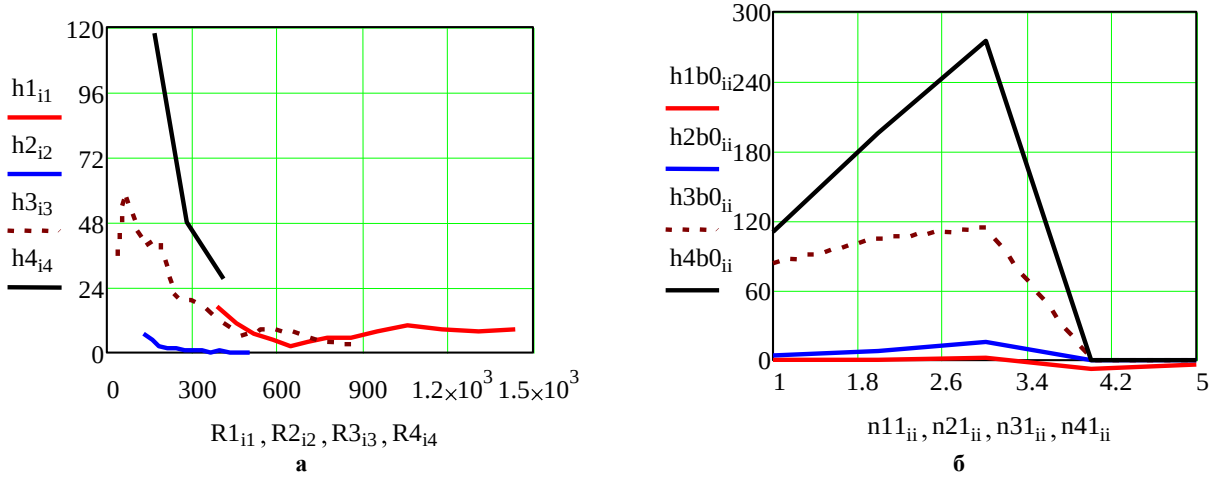


а – длина волны λi [км]

б – частота колебания fi [10^{-3} Гц]

Астроблемы: 1 – Валгалла; 2 – Калорис; 3 – Асгард; 4 – Море восточное.

Рисунок 4. Графики зависимости параметров генерированных сейсмических волн от номера кольцевого резонансного уровня (номера зоны разуплотнения)



Условные обозначения – на рисунке 4

Рисунок 5. Графики зависимости ширины зоны разуплотнения h(Ri) [км] от: а – расстояния до эпицентра удара R_i [км]; б – отношения ni1=$\sigma_{сж}/\sigma_{раст}$, (i=1, 2, 3, 4)

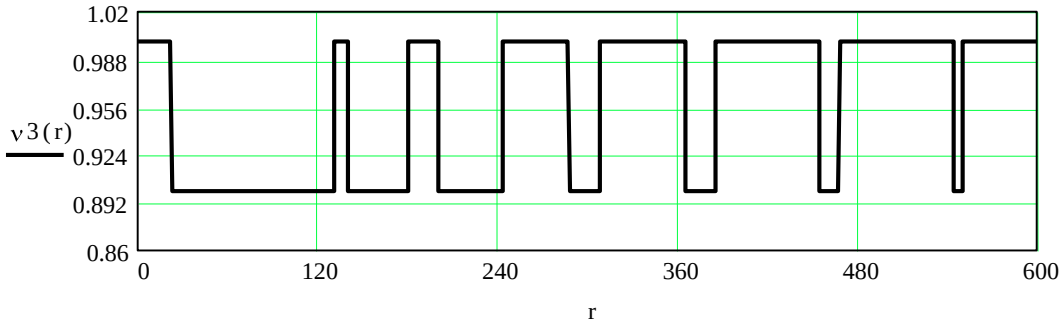


Рисунок 6. Астроблема Асгард. Зависимость отношения плотности горных пород в зонах разуплотнения к начальной плотности (ν=$\rho_i/\rho 1$) от расстояния Ri [км] ($\sigma_{сж}/\sigma_{раст}$=3)

На рисунке 6 приведены результаты расчёта изменения плотности горных пород в геологической среде в зависимости от расстояния, полученные по формулам (24) и (26), на примере астроблемы Асгард для предполагаемого соотношения пределов прочности $\sigma_{сж} / \sigma_{раст} = 3$

Вычислительные эксперименты для различных значений отношения n1=$\sigma_{сж}/\sigma_{раст}$ показали, что ширина зон разуплотнения в кольцевых структурах очень сильно зависит от этого параметра. А величина самого разуплотнения остаётся величиной постоянной на всех резонансных уровнях и приблизительно равна 12% (ν=$\rho_i/\rho 1$~0.88). На рисунке 5 б показаны зависимости ширины первой зоны разуплотнения от отношения пределов прочности n4=$\sigma_{сж}/\sigma_{раст}$. Проведенный более детальный анализ зависимостей, приведённых на рисунке 5 б, путем построения их регрессий, показал, что кольцевые структуры могут образовываться только в случае, когда отношение пределов прочностей на сжатие и растяжение не превышает величины nib0=3.2. При больших значениях этого параметра образуется только центральный кратер, под которым будет иметь место одна зона интенсивного дробления горных пород. Примером таких наблюдаемых астроблем является лунная поверхность. По-видимому, горные породы лунной поверхности менее "пластичны", чем породы на поверхности Каллисто. По данным исследования этого спутника Юпитера его поверхность может быть сложена смесью льда и пород, для которых отношение пределов прочностей должно быть близко к единице и что должно способствовать возникновению рассматриваемых кольцевых структур Валгалла и Асгард. К сожалению, в рамках этой элементарной теории, не удаётся установить связь между вероятностью возникновения кольцевой структуры от энергии удара.

Другим следствием предлагаемой элементарной теории является возможность прогноза местоположения зон разуплотнения и оценки энергетических характеристик удара по нескольким известным кольцевым образованиям конкретной астроблемы путём построения регрессионной зависимости на классе функций (9) с последующим использованием формулы (18) и решений уравнения (19). Так, например, для исследуемых объектов были вычислены следующие регрессионные зависимости.

- астроблема Валгалла:

$$K_i = 4.692 + 1.767 \cdot i - 0.12 \cdot i^2 \qquad (28)$$

- астроблема Калорис:

$$K_i = 4.694 + 0.79 \cdot i - 4.619 \cdot 10^{-3} \cdot i^2 \qquad (29)$$

- астроблема Асгард:

$$K_i = 1.563 + 0.31 \cdot i + 0.016 \cdot i^2 \qquad (30)$$

- астроблема Море Восточное:

$$K_i = 1.621 + 0.128 \cdot i + 0.23 \cdot i^2 \qquad (31)$$

Здесь: K_i – коэффициент симметрии стоячих сейсмических волн, i – номер кольцевой структуры (резонансного уровня).

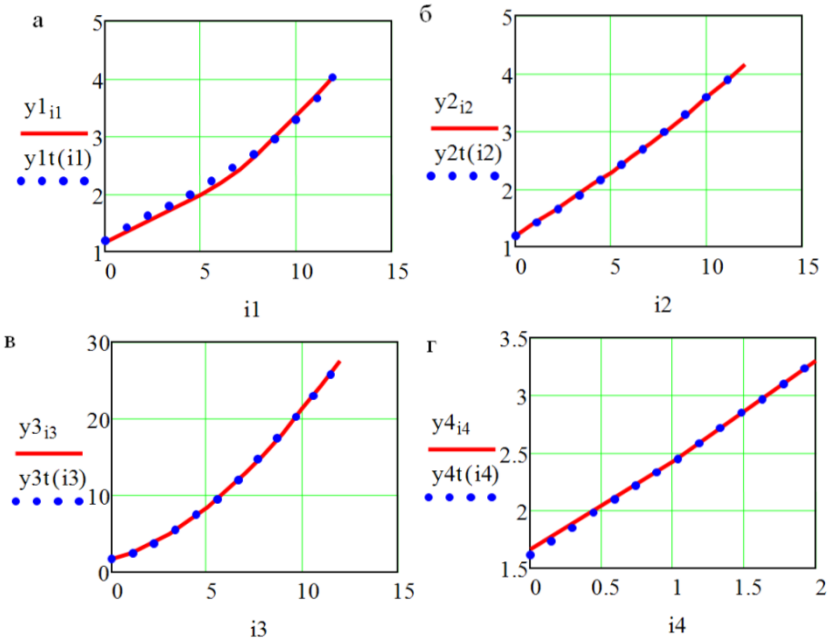
Подстановка зависимостей (28) – (31) в выражение (9) позволяет изучить теоретические кривые изменения отношения радиусов зон разуплотнения к радиусу первой зоны ($y_i=R_i/R_1$) от номера кольцевой структуры (рисунок 7).

Погрешность оценки эмпирических данных теоретическими кривыми оказалась в пределах *одного - трёх процентов.*

Энергетические характеристики удара можно оценить по данным любого из известных местоположений кольцевой структуры согласно формулам (18) – (19). В таблице 2 приведены значения энергий ударов и предполагаемые массы и размеры небесных тел, которые были ответственны за образование исследуемых многокольцевых структур (в предположении, что скорость астероида, метеорита или кометы, равнялась 50 км/ сек).

Таким образом, исследование поставленной задачи показало, что гипотеза об образовании многокольцевых структур, с концентрическими зонами разуплотнения геологической среды, под действием астероидно-метеоритного или кометного удара, адекватна реально наблюдаемым фактам, а, следовательно, с достаточной вероятностью можно утверждать, что она правильно описывает механизм их возникновения.

Описанная элементарная теория имеет *прикладное значение в рамках новой методики поисков и прогноза месторождений полезных ископаемых, как углеводородных, так и металлических*. Теория позволяет создать формальные алгоритмы вычисления местоположения зон разуплотнения геологической среды, с которыми ассоциируются месторождения различных полезных ископаемых. Очевидно, что при наличии соответствующих геофизических данных, возможно создание количественно прогнозных алгоритмов.



Линия – линейный сплайн по эмпирическим данным (yj); точка – расчётное значение (yjt, j=1, 2, 3, 4)

Рисунок 7. Графики отношения радиусов зон разуплотнения к радиусу первой зоны ($y_i=R_i/R_1$) в зависимости от номера кольцевой структуры для астроблем: а - Валгала; б - Каллорис; в - Асгард; г - Море восточное

Таблица 4. Результаты расчета значений энергии ударов, массы, размера небесных тел, образовавших многокольцевые структуры

Объект	Энергия, Дж	Масса, кг	Линейный размер (при плотности метеорита 2.7 г/см^3), м	Линейный размер (при плотности кометы 1.0 г/см^3), м
Валгалла	$1.059*10^{26}$	$8.469*10^{16}$	$3.154*10^4$	$4.391*10^4$
Калорис	$4.317*10^{24}$	$3.453*10^{15}$	$1.086*10^4$	$1.512*10^4$
Асгард	$2.18*10^{25}$	$1.744*10^{16}$	$1.826*10^4$	$2.593*10^4$
Море Восточное	$2.815*10^{24}$	$2.252*10^{15}$	$9.413*10^3$	$1.311*10^4$

Литература

1. Брушлинский, К.В. Об автомодельных решениях некоторых задач газовой динамики / К.В. Брушлинский, Я.М. Каредин // Успехи физических наук. М., 1963. – Т.18, вып.2 (110). – С. 3 – 23.
2. Годунов, С.К. О некоторых автомодельных движениях идеального газа / С.К. Годунов, И.Л. Киреева // Журнал вычислительной математики и математической физики. М., 1987. – Т.8, № 2. – С. 374 – 381.
3. Джонсон, Г.В. Подземные ядерные взрывы / Г.В. Джонсон, Г.Х. Хиггинс, К.Н. Вайолет. - М., 1962. – С. 30 – 31.
4. Зейлик, Б.С. Гигантские астроблемы Западного Казахстана и новый способ прогноза нефтегазоносности в осадочных бассейнах мира / Б.С. Зейлик, О.М. Тюгай, Д.В. Гуревич, К.Ж. Сыдыков // Геология нефти и газа. - М., 2004. – № 2. - С. 48 – 55.
5. Б.С. Зейлик. Ударно-взрывная тектоника – новая стратегия прогноза месторождений нефти и газа / Б.С. Зейлик, Т.Д. Мурзадилов, Д.Р. Кадыров // Нефть и газ. - 2009. – № 3. – С. 24 – 30.
6. Зейлик, Б.С. О происхождении дугообразных и кольцевых структур на Земле и других планетах (ударно-взрывная тектоника) / Б.С. Зейлик. - М., 1978. - 56 с.
7. Зейлик, Б.С. Ударно-взрывная тектоника и краткий очерк тектоники плит / Б.С.Зейлик. - Алма-Ата: Fылым. – 1991. – 120 с.
8. Зейлик, Б.С. Новая методика регионального и локального прогнозирования месторождений металлических полезных ископаемых на основе принципов ударно-взрывной тектоники и данных дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) / Б.С. Зейлик // Геология и охрана недр, 2009. – № 1 (30). – С. 75 - 84.
9. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М.: Наука, 1986. – Т. 4. – С. 472 – 478.
10. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. - М.: Наука, 1986. – Т. 7. – С. 139 – 144.
11. Мурзадилов, Т.Д. Напряжённое состояние геологических сред как следствие подземных ядерных взрывов./ Мурзадилов Т.Д [и др.] // Труды международной конференции «Современные проблемы и задачи информатизации в Казахстане». 22 – 26 ноября, 2004. – С. 292 – 321.

СОҚҚЫ-ЖАРЫЛЫС ТЕКТОНИКА ПРИНЦИПТЕРІ НЕГІЗІНДЕ ПАЙДАЛЫ КЕНОРНЫДАРЫН БОЛЖАУ ПРОБЛЕМАСЫМЕН БАЙЛАНЫСТЫ КОСМОГЕНДІК ЖАРЫЛЫСТАРЫНДА ТАУЖЫНЫСТАР БОСАҢСУЫНЫҢ ЦЕНТРЛЕС БЕЛДЕМДЕРІ ТУРАЛЫ (ЭЛЕМЕНТАР ТЕОРИЯ)

[1)]Мурзадилов Т.Д., [2)]Зейлик Б.С.

[1)]ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан
[2)]Қ.И. Сәтібаев атындағы Экологиялық ғылымдар институты, Алматы, Қазақстан

Астероид-метеорит немесе кометалық соққы әсерінен көп сақиналы құрылымдар пайда болуының элементар теориясы сипатталған, бұл теория, пайдалы кен орындарымен, көміртекті және металл кенорындары, байланысы болу мүмкін геологиялық таужыныстар босаңсу белдемдері орналасу жерін есептеп шығару алгоритмін жасауына мүмкіндік береді.

ON CONCENTRIC ZONES OF ROCKS DECOMPRESSION WHILE CONDUCTING COSMOGENEOUS BLASTS RELATED TO THE ISSUE OF MINERALS DEPOSIT FORECAST BASED ON SHOCK-BLAST TECTONIC PRINCIPLES (ELEMENTARY THEORY)

[1)]T.D. Murzadilov, [2)]B.S. Zeilik

[1)]Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan
[2)]Institute of Geology Science named after K.I. Satpayev, Almaty, Kazakhstan

Elementary theory of multi-ring structures formation under the asteroid-meteorite or comet impact allowing to generate computational algorithm of rocks decompression sites, which could be related to mineral deposits both hydrocarbon and metal ones, is described.

УДК 550.344

КАРТИРОВАНИЕ ПОЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН В ЗЕМНОЙ КОРЕ И ВЕРХАХ МАНТИИ АЛТАЯ

[1,2)]Копничев Ю.Ф., [1)]Соколова И.Н.

[1)]Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан
[2)]Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

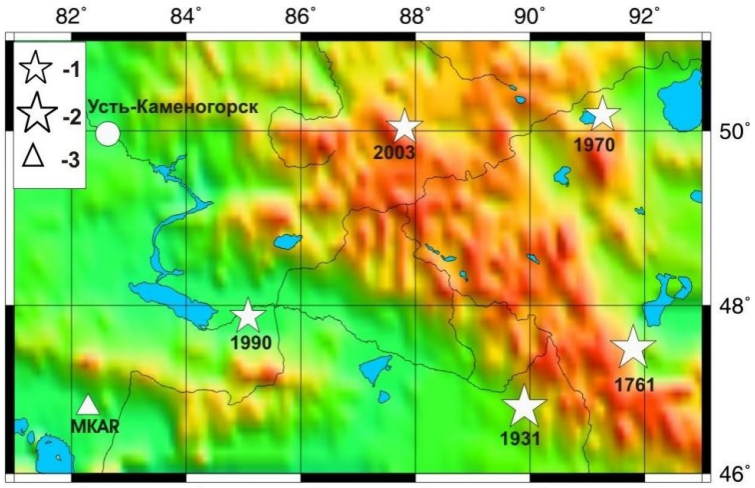
Проведено картирование поля поглощения короткопериодных поперечных сейсмических волн в земной коре и верхах мантии района Алтая. Использованы методы, основанные на анализе отношения амплитуд волн Lg и Pg (Lg/Pg) Sn и Pn (Sn/Pn). В верхах мантии выделена V-образная зона сильного поглощения, к восточной части которой приурочены очаги трех сильнейших землетрясений с M= (6.9 ÷ 7.3). В земной коре выделена широкая зона повышенного поглощения, простирающаяся в восточном-северо-восточном направлении. Обсуждаются причины корреляции характеристик поля поглощения и сейсмичности.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы получены данные, свидетельствующие о важной роли глубинных флюидов в процессах подготовки сильных коровых землетрясений [1 - 5]. Эти результаты могут быть использованы для разработки новых методов выделения очаговых зон возможных сильных землетрясений. Области высокого содержания флюидов в земной коре и верхах мантии, связанные с подготовкой сильных землетрясений, могут быть обнаружены по характеристикам поля поглощения короткопериодных поперечных волн, наиболее чувствительных к присутствию жидкой фазы [1, 3, 4]. В статье с этой целью рассмотрены характеристики поля поглощения в районе Алтая, включающем очаговые зоны нескольких сильных землетрясений.

ИСТОРИЧЕСКАЯ СЕЙСМИЧНОСТЬ

Рассматривается район Алтая (рисунок 1), ограниченный координатами 46.0 ÷ 51.5º N и 85 ÷ 93º E, в котором за последние два с половиной века произошло пять сильных событий с Ms>6.8: Монгольское 09.12.1761г. (M=8.3), Монголо-Алтайское 10.08.1931 г. (M=8.0), Урег-Нурское 15.05.1970г. (M=7.0), Зайсанское 14.06.1990 (M=6.9) и Алтайское 27.09.2003 г. (M=7.3) землетрясения (таблица 1, рисунок 1).



Эпицентры сильных землетрясений: 1 – M=(6.9 - 7.3); 2 - M=(8.0 - 8.3); 3 – сейсмическая станция.

Рисунок 1. Район исследовании - Алтай

Таблица 1. Сильнейшие землетрясения в районе Алтая

Название	Дата	φ, с.ш	λ, в.д.	Ms
Монгольское	09.12.1761	47.5	91.8	8.3
Монголо-Алтайское	10.08.1931	46.8	89.9	8.0
Урэг-Нурское	15.05.1970	50.17	91.23	7.0
Зайсанское	14.06.1990	47.87	85.12	6.9
Алтайское	27.09.2003	50.04	87.81	7.3

Монгольское землетрясение 1971 г. было сильнейшим в рассматриваемом районе, его очаг приурочен к крупному разлому Ар-Хутел северо-западного простирания [6]. При Монголо-Алтайском землетрясении 1931 г. длина разрывов на поверхности составляла ~200 км. Довольно сильным было Урэг-Нурское землетрясение 15.05.1970 г. на северо-востоке района, размер зоны его афтершоков составил 90x40 км^2 . Зайсанское землетрясение 14.06.1990 г. было сильнейшим на территории Восточного Казах-

стана за историческое время. Очаг землетрясения был приурочен к зоне Уленгур-Зайсанского разлома; область афтершоков имела размеры ~45x15 км^2. И наконец, Алтайское землетрясение 27 сентября 2003 г., имело очаг, детально исследованный геологическими и геофизическими методами [7], вытянутый в направлении северо-запад – юго-восток. Размер области афтершоков составил ~75x30 км^2. Особенностью всех этих событий является то, что они приурочены к границам впадин (рисунок 1). Следует отметить также, что сейсмические процессы в районе Алтая характеризуются некоторыми необычными чертами. Во-первых, сильнейшие землетрясения здесь имеют очень большие периоды повторяемости ΔT. Так, по палеосейсмологическим данным для землетрясений с M~ (7.0 ÷ 7.5) в районе Горного Алтая величина ΔT варьируется в диапазоне от 1000 до 2000 лет [6]. Во-вторых, у сильных землетрясений в районе Алтая, как правило, наблюдается аномально большая длительность афтершоковых процессов [7]. Так, например, активность в зоне Алтайского землетрясения 2003 г. продолжается уже в течение 6 лет, тогда как афтершоковый процесс в очаговой зоне Сусамырского землетрясения 19.08.1992 г. (M=7.3) в районе Центрального Тянь-Шаня длился не более 6 месяцев.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Для исследований отобраны записи коровых землетрясений, полученные станцией Маканчи (MKAR) в 1995 - 2008 гг., в диапазоне эпицентральных расстояний ~ (400 ÷ 850) км (рисунок 1). В общей сложности обработано около 180 записей событий с магнитудой M~ (3.5 ÷ 5.5). Наибольшее количество данных относится к очаговой зоне Алтайского землетрясения 2003 г.

Использованы методы анализа поля поглощения короткопериодных поперечных волн в земной коре и верхах мантии [8, 9]. При этом рассмотрены отношения максимальных амплитуд волн Sn и Pn ($\lg(A_{Sn}/A_{Pn})$), а также волн Lg и Pg ($\lg(A_{Lg}/A_{Pg})$), которые для краткости обозначены как Sn/Pn и Lg/Pg, соответственно. Группы Lg и Pg представляют совокупность соответственно поперечных и продольных волн, многократно отраженных от границы M под запредельными углами, поэтому параметр Lg/Pg характеризует поглощение S-волн в земной коре на трассе от очага до станции. Совокупность имеющихся экспериментальных данных позволила сделать вывод, что группа Sn сформирована поперечными волнами, отраженными от многочисленных субгоризонтальных границ в верхней мантии [9]. Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что поле поглощения S-волн в земной коре и верхах мантии имеет мозаичный характер [10]. Поскольку размер зоны Френеля $Rf \sim \sqrt{(L\lambda)}$, где L – расстояние от источника до неоднородности, λ - длина волны [8], отношение Rf/a (a – характерный размер неоднородности поля поглощения) растет с увеличением L, то максимальная доля энергии должна поглощаться вблизи эпицентра данного события.

Известно, что поглощение сейсмических волн в земной коре, как правило, максимально в нижней ее части, а в верхах мантии быстро убывает с глубиной [1, 10]. Поэтому при использовании записей, полученных одной и той же станцией, параметр Lg/Pg служит мерой поглощения S-волн в нижней коре, а Sn/Pn - в нижней коре и верхах мантии вблизи от эпицентра данного события [9]. При этом необходимо учитывать, что волны Sn пересекают земную кору под более крутыми углами, чем группа волн Lg, в связи с чем снос лучей Δl в земной коре для них меньше, чем для запредельно отраженных волн, формирующих группу Lg (оценки показали, что величина Δl составляет около 60 км для луча, отраженного под предельным углом от границы M, в случае скоростного разреза очаговой зоны землетрясения 2003 г. при мощности коры 55 км [7] и нулевой глубине очага). Отсюда следует, что для волн Lg снос до глубин ~30 км, обычно соответствующих кровле слоя сильного поглощения в континентальных районах [1, 10], составляет несколько десятков км. По аналогии с оценками, сделанными в работе [16] для S-волн от глубокофокусных гиндукушских землетрясений, можно считать, что для группы Sn снос лучей в нижней коре и верхах мантии составляет ~ (30 ÷ 100) км. Так как поглощение существенно зависит от частоты колебаний [8], предварительно проводилась частотная фильтрация записей вертикальных компонент (использовался фильтр с центральной частотой 1.25 Гц и полосой пропускания 2/3 октавы [8, 9]).

АНАЛИЗ ДАННЫХ

На рисунке 2 приведены примеры записей двух событий из очаговых зон сильных землетрясений: Монголо-Алтайского 1931 г. и Алтайского 2003 г. Эпицентры этих событий расположены примерно на одинаковом расстоянии от станции MKAR (534 км и 557 км, соответственно). Однако из рисунка 2 видно, что записи существенно отличаются друг от друга: для очаговой зоны землетрясения 1931 г. наблюдается очень высокое отношение амплитуд Lg/Pg и, особенно, Sn/Pn, а для зоны события 2003 г. характерны относительно высокая величина Lg/Pg и очень низкая - Sn/Pn.

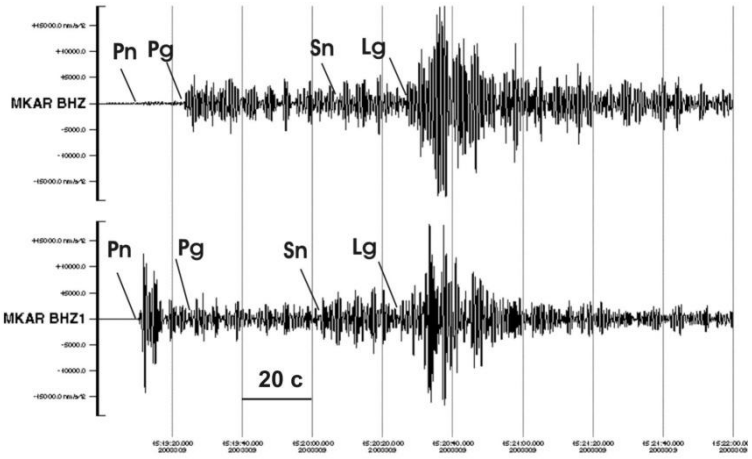


Рисунок 2. Примеры сейсмограмм событий из очаговых зон сильных землетрясений района Алтая: верхняя трасса – зона очага 1931 г. (26.08.2003 г., 47.33° N, 89.27° E , h=10 км); нижняя трасса – зона очага 2003 г. (05.11.2003 г., 50.08° N, 88.00° E , h=10 км). Станция MKAR, канал 1.25 Гц

Картирование поля поглощения в районе Алтая. На рисунке 3 показана зависимость значений Sn/Pn от эпицентрального расстояния для исследуемого района. Точкам на рисунке 3 соответствуют средним значениям, полученные для небольших зон с линейными размерами, как правило, несколько десятков километров. Для анализа полученные данные разделены на три группы, соответствующие поглощению пониженному Sn/Pn = (0.74 ÷ 1.15), промежуточному Sn/Pn = (0.29 ÷ 0.69) и повышенному Sn/Pn = (-0.38) ÷ (+0.25).

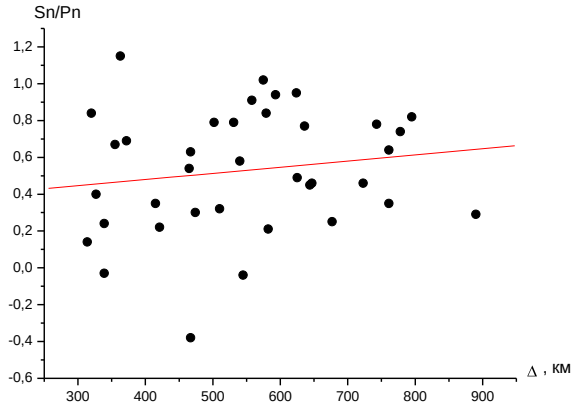


Рисунок 3. Зависимость значений параметра Sn/Pn от эпицентрального расстояния

Как видно из рисунка 3, отмечается очень большой разброс средних значений параметра Sn/Pn (более полутора единиц логарифма). На фоне этого разброса выявить зависимость параметра от расстояния не удается. В среднем величина Sn/Pn равна 0.53±033.

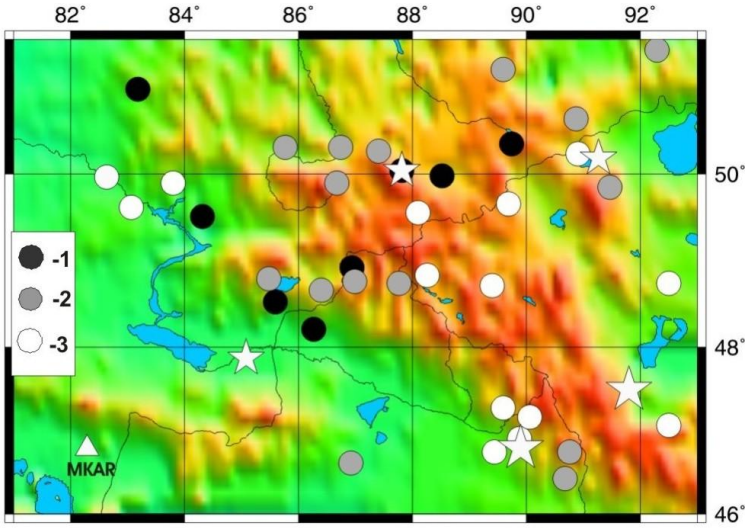
На рисунке 4 приведено пространственное распределение в верхах мантии значений параметра Sn/Pn (повышенного, промежуточного, пониженного поглощения). Видно, что на большей части района наблюдается достаточно слабое поглощение, в том числе в очаговых зонах землетрясений, происшедших в 1761, 1931 и 1970 гг. На этом фоне выделяется V-образная полоса сильного и отчасти промежуточного поглощения, расположенная между 83º и 90º Е. На восточную часть этой полосы приходится очаг Алтайского землетрясения 2003 г. Рядом с восточным краем полосы находится очаговая зона землетрясения 1970 г. На расстоянии несколько десятков км от южного края полосы (к юго-западу от него) располагается очаговая зона Зайсанского землетрясения 1990 г. Западная часть полосы сильного поглощения уходит в район Рудного Алтая. Следует отметить, что очень низкие (отрицательные) значения параметра Sn/Pn в диапазоне (-0.38) ÷ (-0.03) соответствуют только очаговой зоне землетрясения 2003 г. и северо-западному участку V-образной полосы.

Рисунок 5 иллюстрирует зависимость параметра Lg/Pg от эпицентрального расстояния.

Наблюдается сравнительно небольшой разброс значений (от 0.30 до 1.04), в среднем Lg/Pg=0.61±0.21. Рассматриваемый параметр достаточно слабо падает с расстоянием.

На рисунке 6 показано распределение поглощения в земной коре Алтая. Весь диапазон изменения параметра Lg/Pg разбит для анализа на две градации, соответствующие поглощению пониженному Lg/Pg= (0.61 ÷1.04) и повышенному Lg/Pg= (0.30 ÷0.60). Наиболее яркая черта поля поглощения - широкая полоса низких значений параметра, простирающаяся в восточном-северо-восточном направлении от оз. Зайсан к оз. Убсу-Нур.

На юго-западной границе полосы находится очаг Зайсанского землетрясения 2003 г., в центре – очаг Алтайского землетрясения 2003 г., и на северо-востоке – очаг Урэг-Нурского землетрясения 1970 г. Следует отметить, что к полосе сильного поглощения приурочена самая высокогорная часть Западного Алтая, где находятся г. Белуха (высота 4506 м), Цаст-Ула (4208 м) и Таван-Богдо-Ула (4082 м).



Поглощение: 1 – повышенное, 2 – промежуточное, 3 – пониженное. Остальные обозначения – на рисунке 1

Рисунок 4. Пространственное распределение значений параметра Sn/Pn в районе Алтая

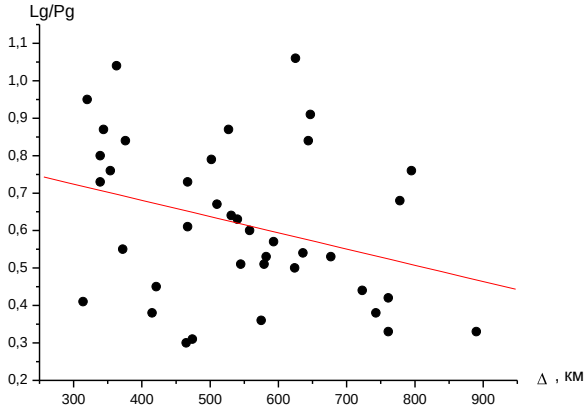
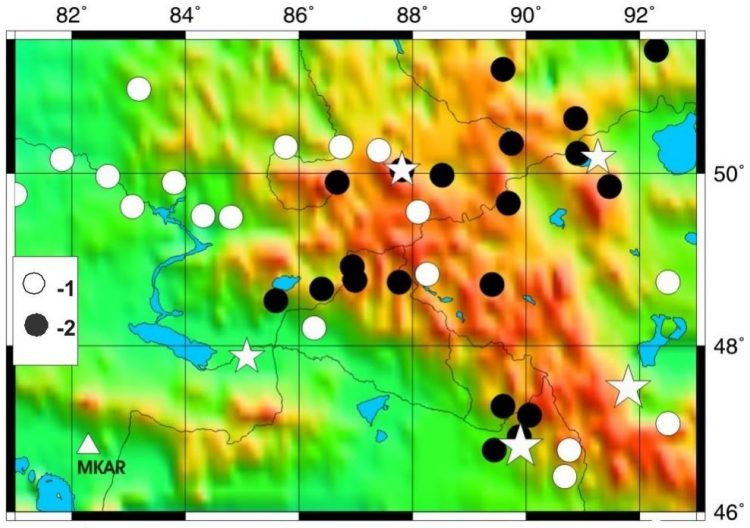


Рисунок 5. Зависимость значений параметра Lg/Pg от эпицентрального расстояния

Подавляющее большинство самых низких значений параметра Lg/Pg (0.30 ÷ 0.45) соответствует близким окрестностям очаговых зон Урэг-Нурского и Зайсанского землетрясений. Еще одно пятно относительно высокого поглощения соответствует очаговой зоне Монголо-Алтайского землетрясения 1931 г. (Lg/Pg = 0.50 ÷ 0.60). В то же время с очаговой зоной Монгольского землетрясения 1761 г. связана аномалия слабого поглощения (Lg/Pg = 0.68). Относительно высокие величины Lg/Pg (в среднем ~0.63) наблюдаются в северо-западной части очаговой зоны землетрясения 2003 г. Наиболее слабое поглощение соответствует западной части исследуемого района (к западу от 85° E) – величины Lg/Pg варьируются здесь от 0.73 до 1.04.



Поглощение: 1 – повышенное; 2 – пониженное. Остальные обозначения – на рисунке 1

Рисунок 6. Пространственное распределение значений параметра Lg/Pg в районе Алтая

ОБСУЖДЕНИЕ

Выявленное резкое различие пространственного распределения значений параметров Sn/Pn и Lg/Pg связано с тем, что первый из них характеризует поле поглощения, главным образом, в верхах мантии, а второй – в земной коре (в первую очередь, в нижней ее части).

Полученные данные свидетельствуют о том, что в целом земная кора и верхи мантии Алтая характеризуются сравнительно слабым поглощением поперечных волн. Для сравнения можно привести район Центрального Тянь-Шаня, где средние величины Lg/Pg могут уменьшаться до ~ (0.1 ÷ 0.2) на расстояниях ~ (350 – 500) км [11]. Кроме того, здесь на некоторых трассах средние величины Sn/Pn изменяются в диапазоне (-0.4) – (-0.5) при расстояниях 750 - 800 км (например, для афтершоков землетрясения 30.05.1998 г. с M=6.7, зарегистрированных станциями Чумыш (CHM) и Токмак (TKM2).

Вывод о слабом поглощении поперечных волн в земной коре и верхах мантии Алтая согласуется с результатами, полученными ранее путем анализа данных аналоговых сейсмических станций [12]. Вместе с тем, использование большого объема цифровых данных, а также новых методов анализа позволили более детально исследовать структуру поля поглощения рассматриваемого района. В первую очередь, это относится к очаговым зонам сильных землетрясений.

Из рисунка 3 следует, что в рассматриваемом диапазоне эпицентральных расстояний Δ параметр Sn/Pn в среднем даже несколько растет с увеличением Δ, в отличие, например, от района Восточного Тянь-Шаня [13]. В значительной степени это связано с очень низкими величинами параметра Sn/Pn для северо-западной части V-образной полосы, а также для очаговой зоны Алтайского землетрясения 2003 г. Относительно низкие значения параметра Sn/Pn (с учетом сноса лучей в земной коре) соответствуют также очаговой зоне Зайсанского землетрясения. Необходимо отметить, что для трех других очаговых зон значения параметра Sn/Pn в среднем выше, чем для Зайсанского и Алтайского землетрясений, примерно на (0.6 - 0.8) ед. лог. Вновь полученные результаты согласуются со сделанными ранее выводами о высоком содержании флюидов в верхах мантии под очаговыми зонами перед сильными внутриконтинентальными землетрясениями и постепенном подъеме их в земную кору после таких событий [14]. Это позволяет объяснить, в частности, достаточно слабое поглощение в верхах мантии и относительно сильное - в земной коре в очаговой зоне Урэг-Нурского землетрясения по сравнению с Алтайским землетрясением. Подъем флюидов в зоне события 1970 г. мог произойти за время не более 30 - 35 лет, что не противоречит оценкам, полученным по мировым данным [14]. Очень слабое поглощение поперечных волн в земной коре в очаговой зоне Монгольского землетрясения 1761 г. может быть объяснено тем, что после подъема флюидов происходит их постепенное расплывание в горизонтальном направлении, что было установлено по сейсмическим и геохимическим данным для разных районов [5, 15, 17].

Выше отмечено, что все относительно низкие величины Sn/Pn сконцентрированы в V-образной полосе между 83º и 90º E. К этой полосе тяготеют и очаговые зоны землетрясений 1970, 1990 и 2003 гг. Можно предположить, что в районе полосы происходил практически одновременный подъем флюидов из верхней мантии, что ускорило подготовку этих событий. Следует отметить, что к востоку от указанной полосы находятся очаговые зоны двух сильнейших землетрясений (Цэцэрлегского 09.07.1905 г., Mw=8.5 и Болнайского 23.07.1905 г., Mw=8.4). Интересно, что аналогичный эффект наблюдался в районе Центрального Тянь-Шаня, где также выделена протяженная V-образная полоса сильного поглощения S-волн в нижней коре и верхах мантии, к которой приурочены очаги двух самых сильных землетрясений, произошедших в районе Тянь-Шаня за последние 30 лет (Кашгарского 1985 г., Mw =7.0 и Сусамырского 1992 г., Mw=7.2) [16].

Как отмечалось выше, в целом поглощение в земной коре и верхней мантии Алтая достаточно слабое, что свидетельствует об относительно малой доле флюидов. Возможно, именно с этим связан очень большой период повторяемости сильных землетрясений в районе Алтая [6]. Дело в том, что проницаемость верхнемантийных и коровых пород k существенно зависит от объемной доли флюидов ϕ (согласно модели Мак-Кензи [18], $k \sim \phi^3$) . В связи с этим при уменьшении содержания флюидов резко возрастает время их миграции υ (~1/k), в результате которой в верхах мантии и нижней коре может образоваться слой двухфазного материала относительно большой мощности со связанными порами и трещинами и некоторой критической величиной $\cdot$, достаточной для того, чтобы в результате гидроразрывов флюиды начали подниматься в будущую очаговую зону, существенно облегчая подвижку по формирующемуся разрыву [3 - 5]. Для сравнения могут быть приведены районы островных дуг, где в результате дегидратации материала погружающейся океанической коры верхи мантии относительно быстро насыщаются флюидами, в связи с чем, периоды повторяемости сильнейших землетрясений составляют здесь ~ (100 – 200) лет [19].

Можно полагать, что с очень низким содержанием флюидов связан и эффект формирования длительных серий афтершоков в очаговых зонах сильных землетрясений Алтая [7]. Скорее всего, из-за низкой проницаемости пород флюиды сравнительно медленно поднимаются из нижней коры и верхов мантии в очаговую зону и далее мигрируют в гори-

зонтальном направлении, приводя к вторичным подвижкам, и в результате формируют афтершоковую область.

Данные об аномалиях параметра Sn/Pn в очаговых зонах событий 1990 и 2003 гг. позволяют использовать предложенную методику для выделения областей подготовки сильных землетрясений. Судя по полученным данным, в районе Алтая аномалии параметра Sn/Pn наблюдаются в западной части полосы сильного поглощения, вблизи которого находится крупный промышленный центр - город Усть-Каменогорск (рисунок 1). Полученные данные говорят о необходимости более детального изучения геодинамических процессов в этом районе с целью среднесрочного прогноза землетрясений.

В заключение следует отметить, что в данном исследовании использованы записи всего лишь одной сейсмической станции, поэтому детальность картирования поля поглощения определяется уровнем сейсмической активности рассматриваемого района и сроками работы станции. В сравнительно слабосейсмичных районах для проведения аналогичных исследований необходимо иметь достаточно плотные сети сейсмических наблюдений. В этом случае неоднородности поля поглощения могут быть выделены путем сопоставления записей одних и тех же событий, полученных на многих станциях [16].

Литература

1. Аптикаева, О.И. Неоднородности литосферы и астеносферы в очаговой зоне Рачинского землетрясения / О.И. Аптикаева [и др.] // Докл. РАН. - 1995. – Т. 344, № 4. – С. 533 – 538.
2. Kasahara, J. (eds). Role of water in earthquake generation / J.Kasahara, M.Toriumi, K.Kawamura // Bull. Earthquake. Res. Inst. Spec. Issue. 2001. – V. 76, N 3 - 4.
3. Копничев, Ю.Ф. Пространственно-временные вариации поля поглощения S-волн очаговых зонах сильных землетрясений Тянь-Шаня / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Физика Земли. – 2003. – № 7. – С. 35 – 47.
4. Копничев, Ю.Ф. О геодинамических процессах в районе Центрального Тянь-Шаня: выделение аномальной области по сейсмическим данным / Ю.Ф. Копничев, Н.Н. Михайлова, И.Н. Соколова // Вестник НЯЦ РК, 2004. – Вып. 3. – С. 111 – 118.
5. Копничев, Ю.Ф. Подъем мантийных флюидов в районах очагов сильных землетрясений и крупных разломных зон: геохимические свидетельства / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова / Вестник НЯЦ РК, 2005. – Вып. 2. – С. 147 – 155.
6. Рогожин, Е.А. Очаговые зоны сильных землетрясений Горного Алтая в голоцене / Е.А. Рогожин, С.Г. Платонова // М.: ОИФЗ РАН. – 2002. – 130 с.
7. Глико, А.О. (ред.). Сильное землетрясение на Алтае 27 сентября 2003 г. / М.: ИФЗ РАН, ГС. – 2004.
8. Копничев, Ю.Ф. Короткопериодные сейсмические волновые поля / Ю.Ф. Копничев // М.: Наука, 1985. – С. 176.
9. Копничев, Ю.Ф. О природе короткопериодных сейсмических полей на расстояниях до 3000 км / Ю.Ф. Копничев, А.Р. Аракелян // Вулканология и сейсмология. – 1988. - № 4. – С. 77 – 92.
10. Бакиров, А.Б. Земная кора и верхняя мантия Тянь-Шаня в связи с геодинамикой и сейсмичностью / А.Б. Бакиров // Бишкек: Илим, 2006. – С. 115.
11. Гордиенко, Д.Д. Картирование земной коры Тянь-Шаня по поглощению коротко-периодных поперечных волн / Д.Д. Гордиенко // Вестник НЯЦ РК, 2007. – Вып. 2. – С. 90-95.
12. Копничев, Ю.Ф. Картирование верхней мантии Алтае-Саянской области по поглощению короткопериодных поперечных волн / Ю.Ф. Копничев, И.В. Дятликова // Докл. РАН. 1990. – Т. 312, № 6. – С. 1348 – 1351.
13. Копничев, Ю.Ф. Неоднородности поля поглощения короткопериодных S-волн в районе полигона Лобнор / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Докл. РАН. 2008. – Т.420. № 2. – С. 239 - 242.
14. Копничев, Ю.Ф. Пространственно-временные вариации поля поглощения поперечных волн в верхней мантии сейсмически активных и слабосейсмичных районов / Ю.Ф. Копничев, Д.Д. Гордиенко, И.Н. Соколова // Вулканология и сейсмология. – 2009. – № 1. – С. 49 - 64.
15. Копничев, Ю.Ф. Анализ пространственно-временных вариаций поля поглощения поперечных волн в очаговых зонах сильных землетрясений Тянь-Шаня по записям подземных ядерных взрывов / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Докл. РАН. - 2004. – Т. 395., № 6. – С. 818 – 821.
16. Копничев, Ю.Ф. Неоднородности поля поглощения короткопериодных сейсмических волн в литосфере Центрального Тянь-Шаня / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Вулканология и сейсмология. 2007. – № 5. – С. 54 - 70.
17. Bosl, W. Aftershocks and pore fluid diffusion following the 1992 Landers earthquake / W. Bosl, A. Nur // J. Geophys. Res. 2002. – V. 107. N B12. – Doi: 10.1029/2001JB000155.
18. McKenzie, D. The generation and compaction of partially molten rocks // J. Petrol. 1984. – V. 25. – P. 713 - 765.
19. Федотов, С.А. Долгосрочный сейсмический прогноз для Курило-Камчатской дуги на 2006-2001 гг. и успешный прогноз Средне-Курильского землетрясения / С.А. Федотов, А.В. Соломатин, С.Д.Чернышев // Вулканология и сейсмология. 2007. – № 3. – С. 3 - 25.

ЖЕР ҚЫРТЫСЫ МЕН МАНТИЯНЫҢ ЖОҒАРЫНДА КӨЛДЕНЕҢ ТОЛҚЫНДАР ЖҰТЫЛУ ӨРІСІН КАРТАЛУ

[1,2)]Копничев Ю. Ф. [1)]Соколова И. Н.

[1)]ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан
[2)]РҒА О.Ю Шмидт атындағы Жер физикасы институт, Мәскеу, Ресей

Алтай ауданының жер қыртысы мен мантияның жоғарында қысқапериодты көлденең толқындар жұтылу өрісін карталауы жүргізілген. Lg и Pg (Lg /Pg) Sn и Pn (Sn/Pn) толқындардың амплитудалары қатынасын талдауында негізделген әдістер қолданылған. Мантияның жоғарында қатты жұтылу V-тәрізді белдемі анықталған, оның шығыс бөлшегіне M=6.9 - 7.3 үш аса қатты жерсілкінулерінің ошақтары орайластырылады. Жер қыртысында, шығыс-солтүстік-шығыс бағытында созылатын, көтеріңкі жұтылу белдемі байқалады. Жұтылу өрісі мен сейсмикалылықтың сипаттамаларының корреляциясының себептері талқылануда.

MAPPING SHEAR WAVE ATTENUATION FIELD IN THE EARTH'S CRUST AND UPPERMOST MANTLE OF ALTAI REGION

[1,2)]Yu.F. Kopnichev, [2)]I.N. Sokolova

[1)]Institute of the Earth Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
[2)]Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

Mapping of short-period shear wave attenuation field in the earth's crust and uppermost mantle of Altai region has been done. We used methods based on an analysis of amplitude ratios of Lg and Pg (Lg/Pg), Sn and Pn (Sn/Pn) waves. V-shaped zone of high attenuation is picked out in the uppermost mantle. Source areas of three large earthquakes (M=6.9-7.3) are related to the eastern part of this zone. A broad zone of higher attenuation, oriented in the east-northeast direction, is picked out in the earth's crust. Reasons for the correlation between the attenuation field characteristics and seismicity are discussed.

УДК 550.34

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВОЙ СЕЙСМИЧНОСТИ В РАЗНЫХ ДИАПАЗОНАХ ГЛУБИН В РЕГИОНЕ ЮЖНОЙ АМЕРИКИ

[1,2]Копничев Ю.Ф., [1]Соколова И.Н.

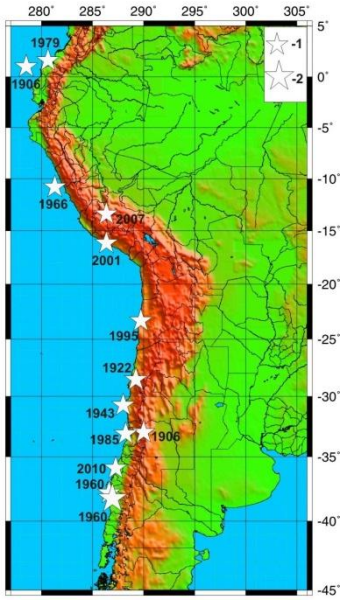
[1]Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан
[2]Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

Приводятся результаты анализа сейсмичности в регионе Южной Америки на глубинах 0 - 33 и 34 - 70 км перед сильными и сильнейшими землетрясениями, произошедшими в 1995 - 2010 гг., а также в зонах сейсмических брешей. В обоих диапазонах глубин выделены кольцевые структуры сейсмичности. Показано, что эпицентры главных произошедших событий находились, как правило, в областях пересечения или наибольшего сближения выделенных кольцевых структур сейсмичности. На основании анализа данных о размерах колец сейсмичности и пороговых значениях магнитуд получены прогнозные оценки магнитуд готовящихся землетрясений в зонах сейсмических брешей. Проведено сравнение параметров кольцевых структур в районах Южной Америки, Суматры и северо-восточной Японии.

В [1 - 4] показано, что в зонах субдукции перед сильными и сильнейшими землетрясениями формируются кольцевые структуры сейсмичности в разных диапазонах глубин. Это позволяет осуществлять долгосрочный прогноз сильных сейсмических событий. В статье рассматриваются особенности кольцевой сейсмичности в регионе Южной Америки, который характеризуется аномально высоким количеством сильнейших землетрясений [5, 6].

ИСТОРИЧЕСКАЯ СЕЙСМИЧНОСТЬ

Начиная с 1900 г. в регионе Южной Америки (между 46ºS и 5ºN) произошло 13 сильных и сильнейших сейсмических событий с Mw≥8.0. В это число входит и Великое Чилийское землетрясение 22 мая 1960 г. с Mw=9.6 – наиболее сильное событие на земном шаре из числа зарегистрированных инструментально (рисунок 1, таблица 1). Очаговая зона этого грандиозного события простиралась примерно между 46ºS и 37.5ºS. Землетрясение породило одно из сильнейших цунами прошлого века, высота волн которого достигала 30 м [6].



Эпицентры сильных и сильнейших землетрясений:
1 – Mw= 8.0 - 8.8; 2 – Mw = 9.6 (указаны годы этих событий)

Рисунок 1. Регион исследований – Южная Америка

Таблица 1. Сильнейшие землетрясения в регионе Южной Америки

№	Дата	φ, град. S	λ, град. W	h, км	Mw	Район	№	Дата	φ, град. S	λ, град. W	h, км	Mw	Район
1	31.01.1906	1.0 N	81.5		8.6	Эквадор-Колумбия	8	12.12.1979	1.60 N	79.36	24	8.1	Эквадор-Колумбия
2	17.08.1906	33.0	70.0		8.5	Чили	9	03.03.1985	33.14	71.76	35	8.0	Чили
3	11.11.1922	28.55	70.75	35	8.7	Чили	10	30.07.1995	23.34	70.26	41	8.0	Чили
4	06.04.1943	30.75	72.00		8.2	Чили	11	23.06.2001	16.26	73.64	33	8.4	Перу
5	21.05.1960	37.85	73.38	12	8.2	Чили	12	15.08.2007	13.39	73.64	39	8.0	Перу
6	22.05.1960	38.29	73.05	35	9.6	Чили	13	27.02.2010	35.91	72.73	35	8.8	Чили
7	17.10.1966	10.80	78.68	34	8.2	Перу	-	-	-	-	-	-	-

Следующим по силе стало недавнее землетрясение в центральном Чили 27.02.2010 г., которое произошло к северу от очага 1960 г. Имели место еще два очень сильных события: в центральном Чили (11.11.1922 г., Mw=8.7) и в районе Эквадора-Колумбии (31.01.1906 г., Mw=8.6). Эти землетрясения также сопровождались мощными цунами. Большинство сильных землетрясений имело механизмы типа надвига, характерные для зон субдукции [7]. Как можно видеть из рисунка 1, в регионе Южной Америки выделяются также зоны сейсмических брешей, в первую очередь, в районе Эквадора - северного Перу

(между 9ºS и 1ºS) и в районе южного Перу – северного Чили (примерно между 23ºS и 17ºS). Здесь не было сильных землетрясений с Mw≥8.0 в течение последних 110 лет.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

По аналогии с [1 - 4] рассмотрены характеристики сейсмичности для разных участков зоны Беньофа в двух диапазонах глубин: 0 - 33 и 34 - 70 км. Использованы данные из каталогов землетрясений NEIC (National Event Information Center, Геологическая служба США) с 01.01.1973 г. Для анализа выбирались события из временного интервала, начиная с 01.01.1973 г. до дня, предшествовавшего главному событию. Исключение составили данные для очаговой зоны последнего землетрясения 27.02.2010 г., для которого рассмотрена сейсмичность начиная с 01.01.1964 г. Отбирались землетрясения с M≥Mп1 и M≥Mп2 для первого и второго диапазонов глубин, соответственно (Mп1 и Mп2 – пороговые значения магнитуд). Обработаны данные о сейсмичности перед 12 сильными и сильнейшими землетрясениями в регионе Южной Америки (таблица 2). Кроме того, изучены данные о сейсмичности в зонах сейсмических брешей - в районах Эквадора, северного и центрального Чили. Для этих зон рассматривались характеристики сейсмичности в период 01.01.1973 - 01.01.2010.

Таблица 2. Характеристики кольцевых структур сейсмичности перед сильными и сильнейшими землетрясениями в регионе Южной Америки

Дата	φ, град. S	λ, град. W	h, км	Mw	L, km	l, km	Mп1	Mп2	Район
30.07.1995	23,34	70,26	41	8	200	150	5	5	Чили
03.10.1995	2,75	77,88	24	7	110		4		Эквадор
21.02.1996	9,71	79,85	15	7,5	120	95	4,4	4,3	Перу
12.11.1996	14,99	75,68	17	7,7	160	110	4,8	4,5	Перу
30.01.1998	23,85	70,15	41	7,1	55	35	4,5	4	Чили
04.08.1998	0,59	80,39	26	7,2	85		4		Эквадор
23.06.2001	16,26	73,64	33	8,4	280	110	5	5,2	Перу
07.07.2001	17,54	72,08	33	7,6	50	85	4,7	4	Перу
15.11.2004	4,7 N	77,51	15	7,2	90	55	4,2	4,2	Колумбия
15.08.2007	13,39	76,64	39	8	170	65	5	5	Перу
14.11.2007	22,25	69,89	40	7,7	140	70	4,7	4,7	Чили
26.02.2010	35,85	72,72	35	8,8	320	270	5	5	Чили

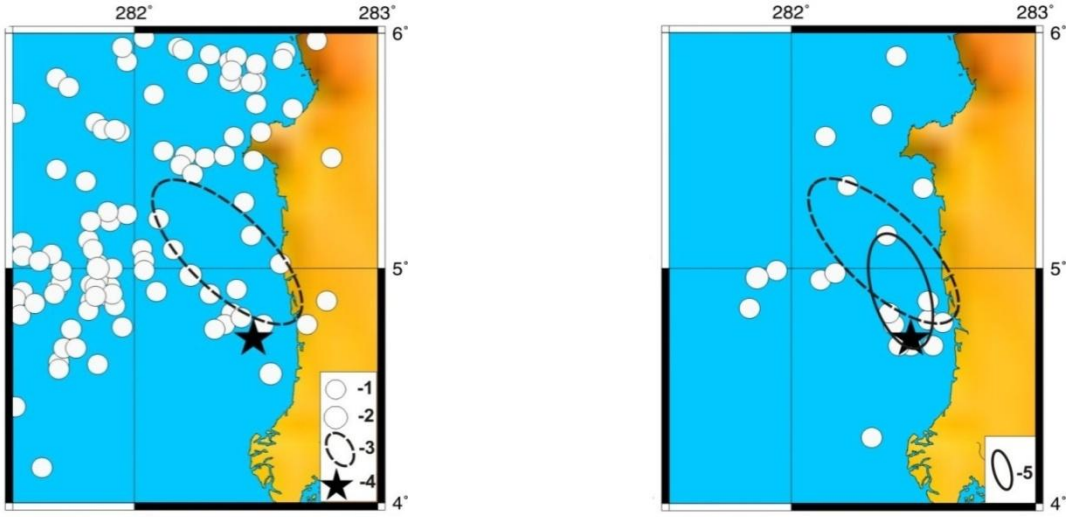
АНАЛИЗ ДАННЫХ

Данные по сильному землетрясению 15.08.2007 г. (Mw=8.0) приведены в [1]. Ниже описываются характеристики сейсмичности перед остальными 11 землетрясениями с Mw=(7.0 - 8.8).

Землетрясение 15.11.2004 г. (Mw=7.2) произошло в районе Колумбии. Из рисунка 2 видно, что в океанической коре и верхах мантии сформировалась кольцевая структура сейсмичности в диапазоне глубин 0 - 33 км (Mп1=4.2) с большой осью длиной L~90 км, ориентированная под углом ~45º к побережью. За тот же период проявилась также кольцевая структура на глубинах 34 - 70 км (Mп2=4.2) с большой осью размером l~55 км, вытянутая в субмеридиональном направлении. Эпицентр главного события находился на расстоянии Δr~ 15 км от южной области пересечения колец. Далее, для краткости и следуя [1 - 4], кольцевые структуры первого диапазона глубин называются «мелкими» (кольцами), а второго – «глубокими».

Землетрясение 21.02.1996 г. (Mw=7.5) произошло в районе северного Перу. Из рисунка 3 следует, что здесь в период 01.01.1973 - 20.02.1996 образовалось мелкое кольцо (L~120 км, Mп1=4.4), вытянутое параллельно берегу. За тот же период проявилось и глубокое кольцо (l~95 км, Mп2=4.3), ориентированное почти нормально к мелкому. Эпицентр землетрясения 21.02.1996 г. находится к юго-западу от мелкого кольца, на расстоянии ~40 км от западной области пересечения колец.

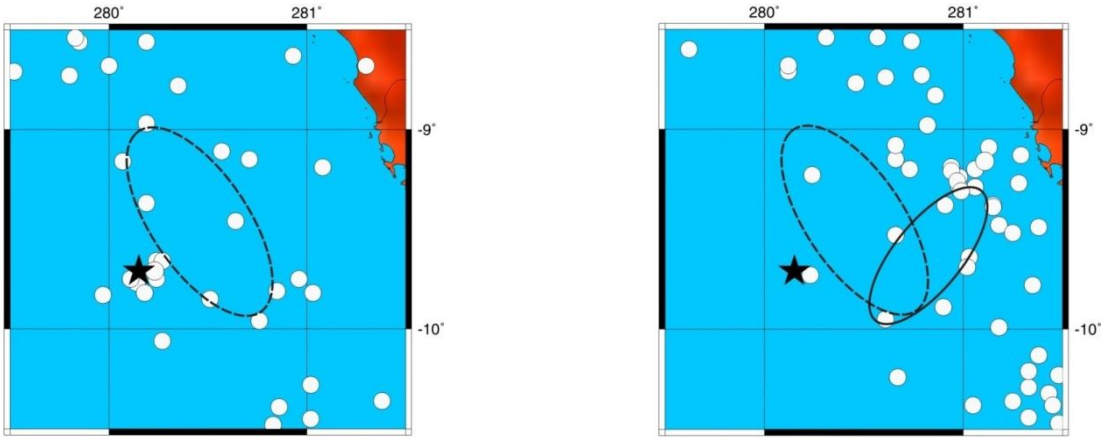
Землетрясение 12.11.1996 г. (Mw=7.7) произошло в районе южного Перу. На рисунке 4 показан характер сейсмичности в окрестностях очага этого события.



а – на глубине 0-33 км **б** – на глубине 34-70 км

Эпицентры землетрясений с магнитудой: 1 – 4.2≤M<6.0; 2 – M≥6.0;
3 – мелкое кольцо; 4 – эпицентр главного события; 5 – глубокое кольцо

Рисунок 2. Кольцевая сейсмичность перед землетрясением 15.11.2004 в районе Колумбии

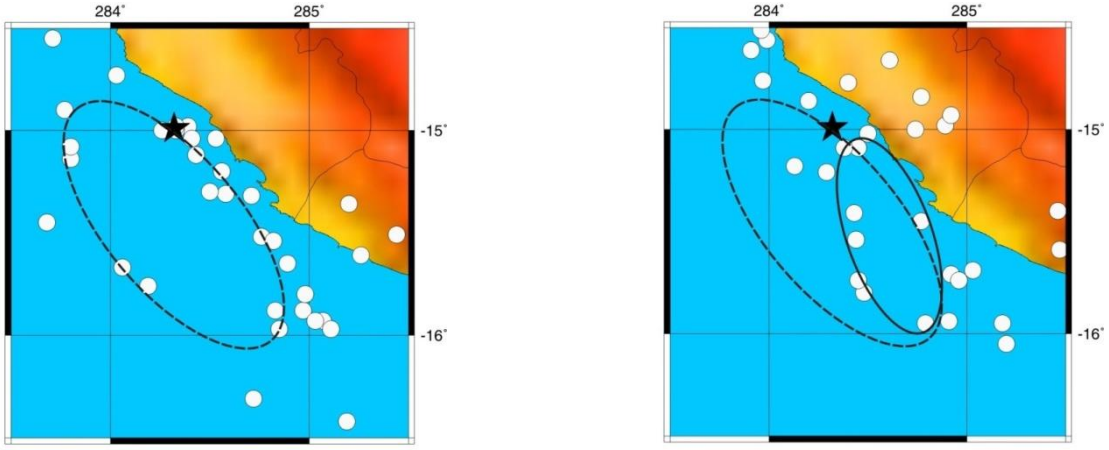


Кружок: малый - (4.4≤M<6.0); большой - M≥6.0 Кружок: малый - (4.3≤M<6.0); большой - M≥6.0

а – на глубине 0-33 км **б** – на глубине 34-70 км

Остальные обозначения – на рисунке 2

Рисунок 3. Кольцевая сейсмичность перед землетрясением 21.02.1996 г. в районе северного Перу



Кружок: малый - (4.8≤M<6.0); большой - M≥6.0 Кружок: (4.5≤M<6.0)

а – на глубине 0-33 км **б** – на глубине 34-70 км

Остальные обозначения – на рисунке 2

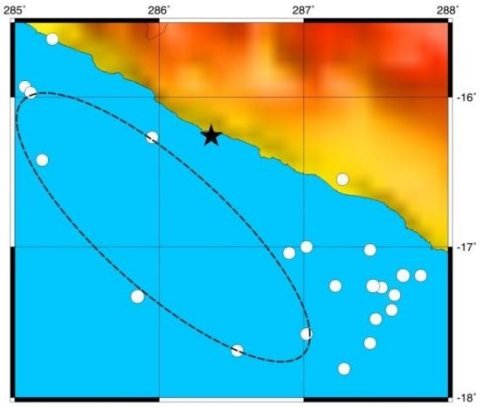
Рисунок 4. Кольцевая сейсмичность перед землетрясением 12.11.1996 г. в районе южного Перу

Видно, что в данном случае сформировались мелкое кольцо (L~160 км, Мп1=4.8), ориентированное параллельно береговой линии, и глубокое кольцо (l~110 км, Мп2=4.5), вытянутое в близмеридиональном направлении. Эпицентр главного землетрясения находится на расстоянии ~15 км от северной области пересечения колец

Землетрясение 23.06.2001 г. (Mw=8.4) произошло в районе южного Перу. На рисунке 5 показан характер сейсмичности в окрестностях очаговой зоны в период 01.01.1973 - 22.06.2001 гг.

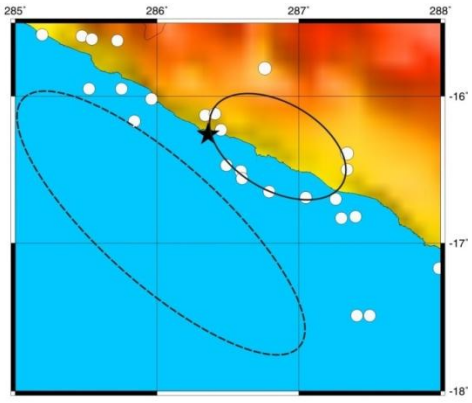
Видно, что в рассматриваемом районе сформировались оба кольца сейсмичности: мелкое (L~280 км, Мп1=5.0), простирающееся вдоль побережья, и пересекающее береговую линию, и глубокое (l~110 км, Мп2=5.2). Интересно, что в данном случае выполняется условие Мп1<Мп2, хотя гораздо чаще наблюдается обратная зависимость [1 - 4]. Эпицентр главного события находился в районе глубокого кольца, на расстоянии ~25 км от мелкого кольца. Следует отметить сравнительно малое число землетрясений в районе мелкого кольца (всего 8); все они приходятся на период с 1979 г. по 1998 г. Кроме того, максимальная магнитуда этих событий сне превышала 6.0.

Землетрясение 27.02.2010 г. (Mw=8.8) было сильнейшим после Великого Чилийского землетрясения 1960 г. На рисунке 6 показан характер сейсмичности перед этим землетрясением за период 01.01.1964 - 26.02.2010 гг.



Кружок: малый - (5.0≤M<6.0); большой - M≥6.0

а – на глубине 0-33 км

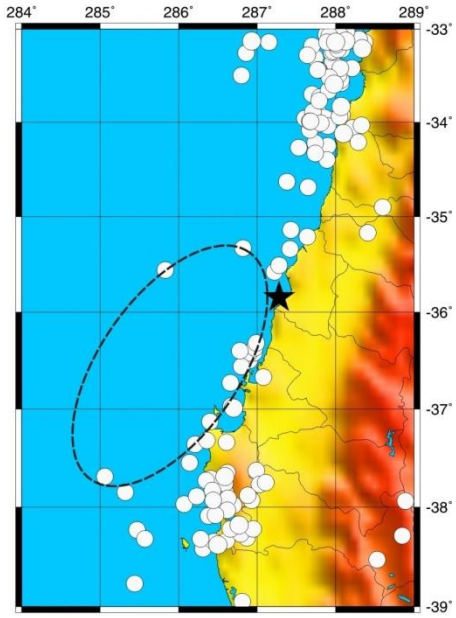


Кружок: (5.2≤M<6.0); большой - M≥6.0

б – на глубине 34-70 км

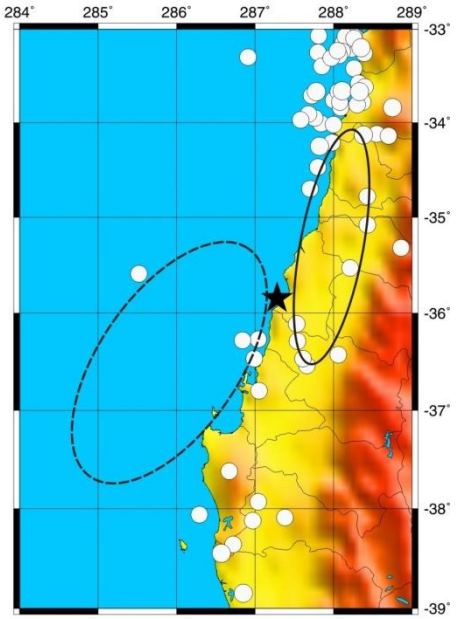
Остальные обозначения – на рисунке 2

Рисунок 5. Кольцевая сейсмичность перед землетрясением 23.06.2001 г. в районе южного Перу



Кружок: малый – (5.0≤M<6.0); большой - M≥6.0

а – на глубине 0-33 км



Кружок: (4.5≤M<6.0); большой - M≥6.0

б – на глубине 34-70 км

Остальные обозначения – на рисунке 2

Рисунок 6. Кольцевая сейсмичность перед землетрясением 27.02.2010 г. в районе центрального Чили

Как следует из рисунка 6, в данном случае сформировались мелкое кольцо (L~320 км, Мп1=5.0), вытянутое вдоль береговой линии, и узкое глубокое кольцо (l~270 км, Мп2=5.0), ориентированное в субмеридиональном направлении. Кольца почти касаются в районе ~36º S (расстояние между ними менее 30 км, что во много раз меньше размеров колец); эпицентр главного события находится в области наибольшего сближения колец сейсмичности. Следует отметить, что на севере глубокое кольцо граничит с очаговой зоной землетрясения 1985 г. (Mw=8.0), а на юге мелкое кольцо граничит с зоной землетрясения 1960 г. На рисунке 7 показано распределение магнитуд землетрясений, концентрирующихся в районе мелкого кольца.

Из рисунка 7 видно, что примерно 90% событий произошло в период 1971 - 2009 гг. При этом наблюдается некоторое увеличение количества землетрясений за единицу времени в последние 4 года перед главным событием. Магнитуды М землетрясений в районе мелкого кольца не превышали 5.9.

Данные о параметрах кольцевых структур, сформировавшихся перед остальными 7 сильными землетрясениями, приведены в таблице 2. Заметим, что для двух событий, произошедших в районе Эквадора, не удалось выявить глубоких колец сейсмичности.

Зоны сейсмических брешей. На рисунках 8 - 11 представлены характеристики сейсмичности в зонах сейсмических брешей - в районах Колумбии-Эквадора и Чили. Для этих зон рассмотрены кольцевые структуры с Мп1, Мп2 >~5.0.

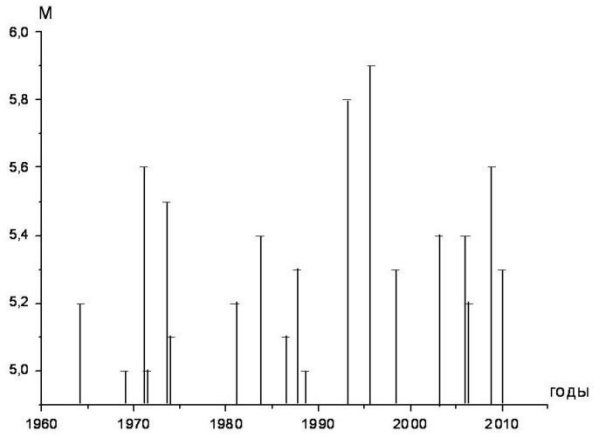
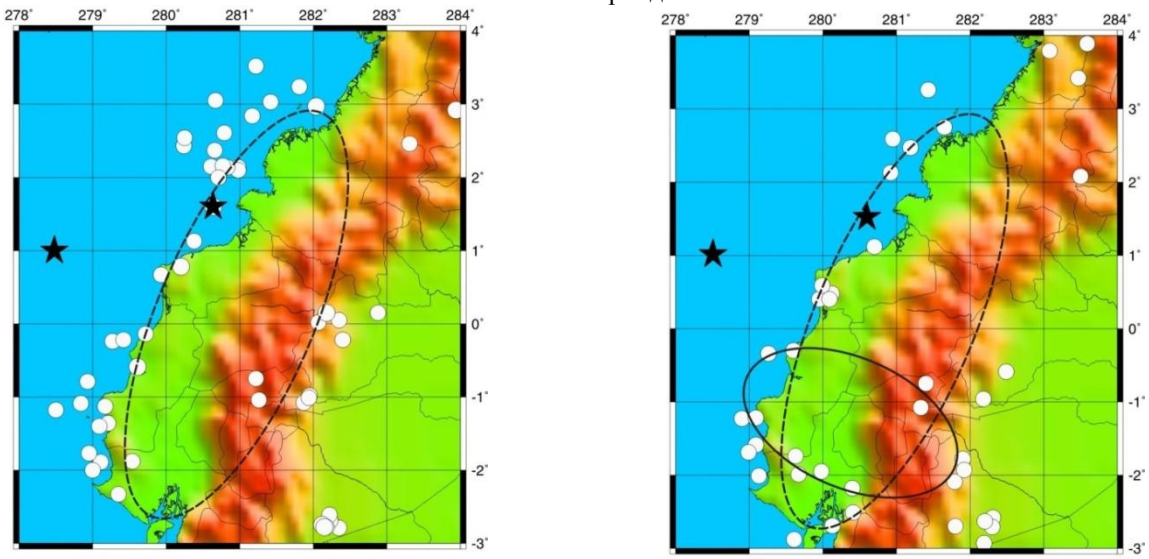


Рисунок 7. Распределение во времени магнитуд событий в районе мелкого кольца сейсмичности перед землетрясением 27.02.2010 г.

Сейсмическая брешь в районе Эквадора-Колумбии. В XX веке в районе северного Эквадора и Колумбии произошло 4 сильных землетрясения с Mw≥7.8, включая событие 31.01.1906 г. (таблица 1). В то же время в южном Эквадоре и северном Перу (между 9ºS и 1ºS) не было землетрясений с Mw>7.7, начиная с 1900 г. [8]. Рисунок 8 иллюстрирует характер сейсмичности в районе между 4ºS и 4ºN в период 01.01.1973 - 01.01.2010.



Кружок: малый – (5.5≤M<6.5); большой - M≥6.5 — Кружок: (5.0≤M<6.5)

а – на глубине 0-33 км — **б** – на глубине 34-70 км

Звездочки – эпицентры землетрясений 31.01.1906 г. и 12.12.1979 г. Остальные обозначения – на рисунке 2

Рисунок 8. Кольцевая сейсмичность в районе Эквадора-Колумбии на глубинах

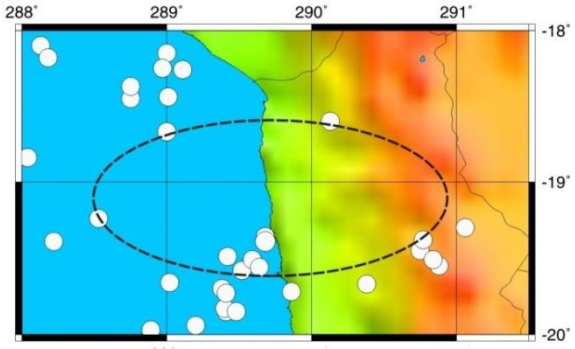
Из рисунка 8 видно, что в исследуемом районе сформировались очень крупные кольцевые структуры сейсмичности: мелкое кольцо (L~670 км, Мп1=5.5), вытянутое вдоль побережья, и глубокое (l~340 км, Мп2=5.0) - ориентированное почти нормально к нему. Глубокое кольцо пересекает южную часть мелкого кольца, при этом западные области пересечения колец находятся на границе океана (на широтах ~0.3ºS и 1.7ºS). Следует отметить, что на границе мелкого кольца произошло три события с

M≥7.0, включая очень сильное землетрясение 1979г. (Mw=8.1). Кроме того, внутрь мелкого кольца попадает значительная часть очаговой зоны землетрясения 31.01.1906 г. Следует также отметить, что восточная граница мелкого кольца (между 2ºS и 2ºN) соответствует вулканической области Анд.

Сейсмическая брешь в районе северного Чили. Здесь, к северу от очага землетрясения 1995 г. в Антофагасте (Mw=8.0), не было достаточно сильных событий около 130 лет [5, 6]. На рисунке 9 показан характер сейсмичности в районе между 20ºS и 18ºS.

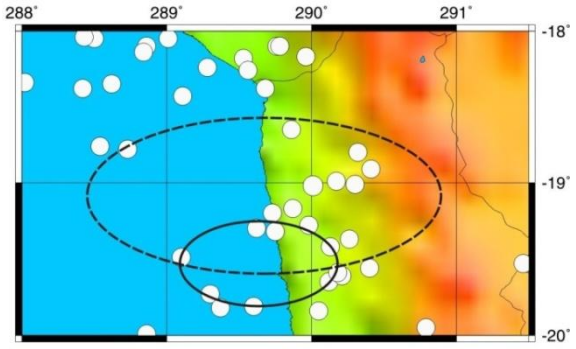
Как видно из рисунка 9, в районе северного Чили эпицентрами событий за период до 01.01.2010 г. образованы меньшие по размерам кольцевые структуры: мелкая (L~260 км, Mп1=4.8) и глубокая (l~120 км, Mп2=4.9), ориентированные в субширотном направлении. При этом глубокое кольцо пересекает южную границу мелкого кольца. Еще одна пара колец за тот же период сформировалась южнее, между 23.5ºS и 21.5ºS . Из рисунка 10 следует, что в данном случае мелкое (L~190 км, Mп1=5.0) и глубокое (l~130 км, Mп2=5.0) кольца сейсмичности также вытянуты в субширотном направлении. При этом большая часть мелкого кольца находится под океаном, а глубокое кольцо – целиком в районе континента. Оба кольца на юге граничат с афтершоковой областью землетрясения в Антофагасте 30.07.1995 г. (Mw=8.0). Кольца пересекаются в районе меридиана 70º W.

Сейсмическая брешь в районе центрального Чили. Здесь между 30º S и 26º S не было событий с Mw≥8.0 после сильнейшего землетрясения 11.11.1922 г. (Mw=8.7). В данном районе, как показано на рисунке 11, к 01.01.2010 г. образовались довольно крупные кольцевые структуры сейсмичности: мелкая (L~250 км, Mп1=5.3) и глубокая (l~180 км, Mп2=5.1), вытянутые в субмеридиональном направлении. Мелкое кольцо почти целиком располагается под океаном, а глубокое – в основном под континентом. Кольца почти касаются друг друга на границе океана, примерно в районе 28º S.



Кружок: малый – (4.8≤M<6.0); большой - M≥6.0

а – на глубине 0-33 км

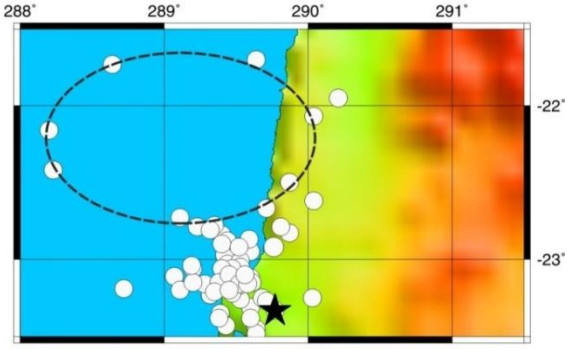


Кружок: малый - (4.9≤M<6.0), большой - M≥6.0

б – на глубине 34-70 км

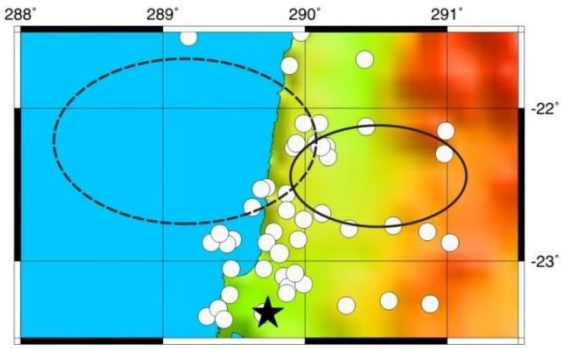
Остальные обозначения – на рисунке 2

Рисунок 9. Кольцевая сейсмичность в районе северного Чили



Кружок: малый – (5.0≤M<6.0); большой - M≥6.0

а – на глубине 0-33 км

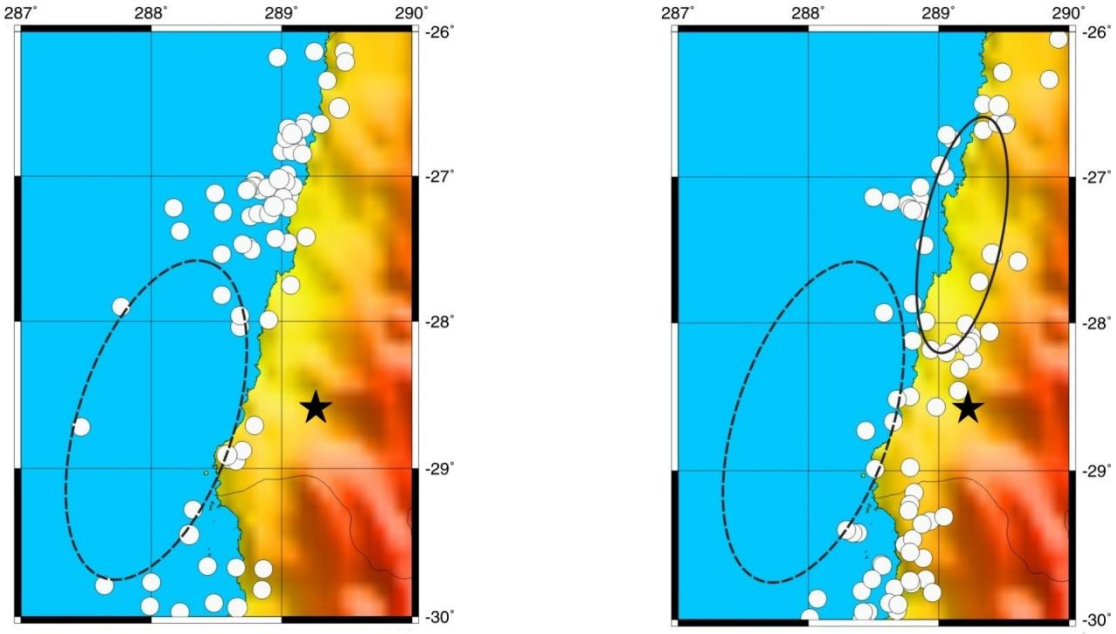


Кружок: малый - (5.0≤M<6.0), большой - M≥6.0

б – на глубине 34-70 км

Звездочка – эпицентр землетрясения 30.07.1995 г. Остальные обозначения – на рисунке 2.

Рисунок 10. Кольцевая сейсмичность в районе северного Чили



Кружок: малый – (5.3≤M<6.5); большой - M≥6.5 — Кружок: (5.1≤M<6.5), большой - M≥6.5

а – на глубине 0-33 км **б** – на глубине 34-70 км

Звездочка – эпицентр землетрясения 11.11.1922 г. Остальные обозначения – на рисунке 2

Рисунок 11. Кольцевая сейсмичность в районе центрального Чили

Зависимости размеров кольцевых структур от магнитуды. На рисунке 12 показаны зависимости размеров выделенных кольцевых структур (длины больших осей L и l) от магнитуды главных событий в целом для региона Южной Америки.

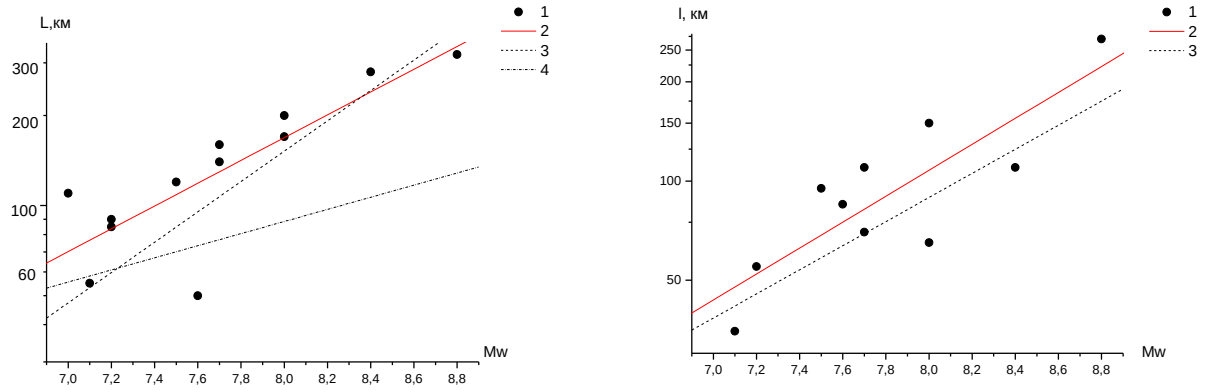
Из рисунка 12а следует, что наблюдается рост параметра L с магнитудой. Уравнение линейной регрессии имеет вид:

$$\lg L(\text{км}) = 0.38Mw - 0.82,\ r=0.83, \qquad (1)$$

где r – коэффициент корреляции.

Следует отметить, что значение параметра L для события 07.07.2001 г. (афтершока землетрясения 23.06.2001 г.) резко отклоняется от зависимости (1), выходя за пределы интервала ±2σ. На рисунке 12а показаны также аналогичные зависимости, полученные ранее для районов Суматры (в диапазоне Mw=7.0-9.0) [2] и северо-восточной Японии (Mw=7.0-8.3) [4]. Из рисунка видно, что в регионе Южной Америки величины L в диапазоне магнитуд Mw=7.0 - 8.4 заметно выше, чем в районе Суматры, и значительно выше, чем в районе северо-восточной Японии. Из рисунка 12б следует, что параметр l также быстро растет с магнитудой. Уравнение линейной регрессии описывается формулой:

$$\lg l\ (\text{км}) = 0.39Mw - 1.12,\ r=0.84 \qquad (2)$$



а – для глубин 0-33 км **б** – для глубин 34-70 км

1- индивидуальные значения для региона Южной Америки.

Корреляционные зависимости для районов: 2 – Южной Америки, 3 – Суматры, 4 – северо-восточной Японии

Рисунок 12. Зависимость длины большой оси кольца сейсмичности (L, l) от магнитуды Mw

В данном случае линия, характеризующая зависимость lgl(Mw) для региона Южной Америки, практически параллельна аналогичной зависимости, полученной для района Суматры, и выше ее в среднем примерно на 0.1. Сопоставление с районом северо-восточной Японии не проводилось, поскольку для этого района (по небольшому числу данных) величины l практически не зависят от Mw. Значения отношения L/l варьируются от 0.6 до 2.6, в среднем величина L/l равна 1.7±0.6.

На рисунке 13 показан характер зависимости пороговых значений магнитуд событий для мелких и глубоких колец - Mп1 и Mп2 от величины Mw.

Видно, что наблюдается рост параметров Mп1 и Mп2 с увеличением Mw. Уравнения линейной регрессии имеют вид:

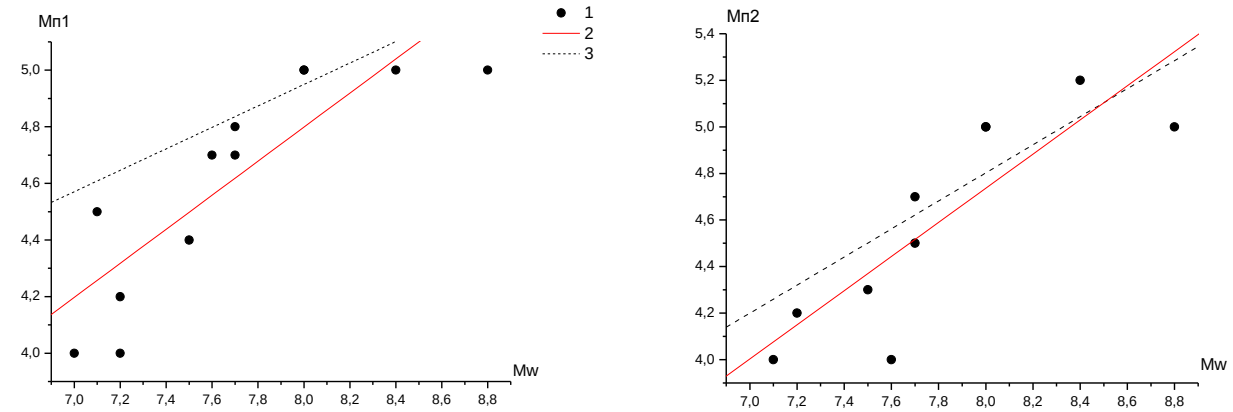
$$Mп1 = -0.01 + 0.60\ Mw,\ r=0.85, \quad (3)$$

$$Mп2 = -1.13 + 0.73\ Mw,\ r=0.85. \quad (4)$$

Следует заметить, что в данном случае значение Mп2 для землетрясения 07.07.2001 г. также значительно ниже, чем в среднем для рассматриваемого региона (далеко выходит за пределы интервала ±σ). Из рисунков 13а,б следует, что при сравнительно малых значениях Mw линии, характеризующие зависимости (3) и (4), идут ниже, чем для района Суматры, однако величины Mп1 и Mп2 растут с Mw значительно быстрее.

На рисунке 14 показана зависимость максимальных магнитуд землетрясений в районах мелких колец (M1max) от магнитуд главных событий. Для сравнения приведена полученная ранее корреляционная зависимость для района Суматры [2], которая описывается формулой

$$M1max = 3.08 + 0.46\ Mw,\ r=0.47 \quad (5)$$

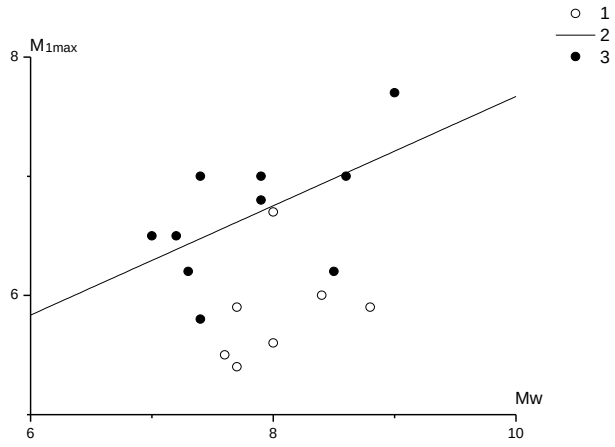


а – для глубин 0-33 км

б – для глубин 34-70 км

1 - индивидуальные значения для региона Южной Америки. Корреляционные зависимости для районов: 2 – Южной Америки, 3 – Суматры

Рисунок 13. Зависимость пороговых величин Mп от магнитуды Mw для глубин



1 – Южная Америка; 2 – Суматра (корреляционная зависимость); 3 – Суматра (величины M1max)

Рисунок 14. Зависимости величин M1max от магнитуды Mw

Видно, что в регионе Южной Америки величины M1max в диапазоне Mw= (7.6 - 8.8) варьируются от 5.4 до 6.7, что значительно ниже, чем для района Суматры. Отклонение величин M1max от корреляционной зависимости, полученной для района Суматры, в среднем составляет -0.91±0.38, что далеко выходит за пределы интервала ±σ. Отсюда следует, что и суммарная энергия землетрясений (для данной Mw) в районах мелких колец в регионе Южной Америки значительно ниже, чем в районе Суматры

Оценка магнитуд возможных сильных землетрясений в регионе Южной Америки. Для оценки величин Mw землетрясений, которые могут произойти в районах кольцевых структур, использованы формулы (1) – (3), поскольку формула (4) получена по меньшему числу данных. В таблице 3 приведены прогнозные значения Mw, полученные путем осреднения величин магнитуд, рассчитанных по этим формулам.

Таблица 3. Величины Mw для возможных сильных землетрясений в зонах сейсмических брешей

φ, град. S	λ, град. W	Mw	L, км	l, км	Мп1	Мп2	Район
3-4 N	82-76	9.4±0.2	670	340	5.5	5.0	Эквадор-Колумбия
20-18	72-69	8.2±0.2	260	120	4.8	4.9	Сев. Чили
23.5-21.5	72-68	8.3±0.1	190	130	5.0	5.0	Сев. Чили
30-26	73-70	8.7±0.1	250	180	5.3	5.1	Центр. Чили

Как видно из таблицы 3, величины Mw для возможных сильных землетрясений в рассмотренных районах варьируются от 8.2 до 9.4.

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные данные свидетельствуют о том, что в регионе Южной Америки, как и в других зонах субдукции [1 - 4], широко развиты кольцевые структуры сейсмичности в двух диапазонах глубин. Ранее отмечалось, что появление кольцевых структур, по-видимому, связано с миграцией мантийных флюидов, играющих очень важную роль в процессах подготовки сильных землетрясений [1 - 4]. Существенно, что для 9 из 10 рассмотренных сильных землетрясений в регионе Южной Америки, для которых выявлены пары кольцевых структур, их эпицентры находились вблизи областей пересечения или наибольшего сближения мелких и глубоких колец, как и в других районах [1 - 4] (единственное исключение составляют данные для землетрясения 21.02.1996 г. в районе северного Перу, однако и в этом случае выполняется условие $\Delta r/L<<1$). В [1, 2] отмечено, что данный эффект, скорее всего, связан с тем, что в таких областях наблюдается максимальная толщина двухфазного слоя с заметной долей флюидов, на кровле которого имеет место концентрация напряжений, приводящая в конечном счете к подвижке при сильном землетрясении. Для двух событий с Mw=7.0 и 7.2, возможно, не удалось выявить глубокие кольца из-за достаточно низких величин Мп2 (рисунок 13б), сопоставимых с пороговыми значениями магнитуд землетрясений, регистрируемых в районе Эквадора.

Для региона Южной Америки, так же, как и в районе Суматры, наблюдаются линейные зависимости величин lgL, lg l, а также Мп1 и Мп2 от магнитуды готовящегося землетрясения. Линейные зависимости параметров lgL, Мп1 и Мп2 от Mw намечаются также для района северо-восточной Японии, но по меньшему числу данных [4]. Сопоставление полученных результатов с [2 - 4] показало, что кольцевые структуры в регионе Южной Америки нередко выражены хуже, чем в районах Суматры, Камчатки и северо-восточной Японии. Резкое занижение величин L и Мп2 для землетрясения 07.07.2001 г. (Mw=7.6) может быть объяснено тем, что для данного афтершока сильнейшего события 23.06.2001 г. не успели полностью сформироваться кольцевые структуры сейсмичности, отражающие процесс подъема глубинных флюидов. Для этого землетрясения, по-видимому, основную роль сыграл триггерный эффект главного события, обусловивший перераспределение напряжений в очаговой зоне, аналогично некоторым землетрясениям в районе Суматры [2].

Следует отметить, что для трех рассмотренных районов, величины L (для данной Mw) минимальны в районе северо-восточной Японии и максимальны в регионе Южной Америки. Аналогичная зависимость наблюдается и для наибольшей энергии зарегистрированных землетрясений: Mwmax=8.4 для северо-восточной Японии, 9.0 - для Суматры и 9.6 - для Южной Америки [8]. Из рисунков 13 и 14 следует также, что суммарная энергия землетрясений в районах мелких колец (для данной Mw) в регионе Южной Америки намного ниже, чем в районе Суматры. Ранее отмечалось, что эта энергия есть мера объема поднимающихся в районах колец флюидов [3, 4, 9]. Отсюда может следовать, что проницаемость пород, а также связанное с ней содержание флюидов [10] в земной коре и верхах мантии в регионе Южной Америки значительно ниже, чем в районе Суматры. Этот вывод поддается экспериментальной проверке, в связи с чем, данному вопросу будет посвящена отдельная работа.

Существенно, что кольцевые структуры выделены в зонах сейсмических брешей, где достаточно длительное время не было сильных землетрясений с Mw~>8.0. Наибольшая прогнозная величина Mw получена для района Эквадора и Колумбии. Самое сильное землетрясение произошло здесь в 1906 г. (Mw=8.6). Очаг этого события находился примерно между 0.6º S и 3.6º N [5]. Сопоставление данных из [5] с данными, приведенными на рисунке 8, показало, что очаг землетрясения 1906 г. располагался вдоль северо-западной границы мелкого кольца. Вместе с тем мелкое кольцо простирается значительно южнее южной границы очага 1906 г. (примерно на 2º). Судя по имеющимся данным, эпицентр готовящегося сильнейшего землетрясения должен находиться вблизи одной из областей пересечения мелкого и глубокого колец. Наиболее вероятное положение будущего эпицентра землетрясения – около юго-западной области пересечения колец (к югу от очага 1906 г.). Полученные данные не позволяют судить о направлении развития будущего очага; однако есть основания предполагать, что значительная часть разрыва может распространяться к югу от 1ºS, в зону сейсмической бреши, где в течение нескольких сотен лет не было событий с M≥8.0 [5].

Еще одна зона сейсмической бреши располагается в районе северного Чили. Последнее сильное землетрясение (M~8.0) произошло здесь в 1877 г. [6]. Анализ собранных данных позволяет предполагать,

что здесь (между 20ºS и 18ºS) может готовиться событие с Mw=8.2±0.2. Следующая пара выявленных сравнительно небольших колец сейсмичности формируется южнее, к северу от очага землетрясения в Антофагасте (1995 г.). Оценки показывают, что здесь может идти подготовка сильного события с Mw=8.3±0.1. Эпицентр этого землетрясения, скорее всего, будет находиться вблизи одной из областей пересечения мелкого и глубокого колец. Более крупные кольца (с относительно высокими величинами Мп1 и Мп2) образовались в районе центрального Чили. Последнее сильное землетрясение (Mw=8.7) произошло здесь в 1922 г. Эпицентр готовящегося землетрясения (Mw=8.7±0.1), скорее всего, должен будет находиться вблизи от области наибольшего сближения колец (примерно в районе 28º S, 71.2ºW). Интересно, что картина сейсмичности в этом районе очень похожа на ту, которая проявилась перед последним сильнейшим землетрясением 27.02.2010 г.

Полученные данные не позволяют судить о времени прогнозируемых событий. Для такого рода заключений необходимы дополнительные исследования длительности формирования колец сейсмичности перед сильными и сильнейшими землетрясениями. Тем не менее, в целях среднесрочного прогноза сейсмических событий в районах выделенных кольцевых структур в зонах сейсмических брешей целесообразно вести постоянный мониторинг геодинамических процессов различными геофизическими и геохимическими методами.

Литература

1. Копничев, Ю.Ф. Характеристики кольцевой сейсмичности в разных диапазонах глубин перед сильными и сильнейшими землетрясениями в зонах субдукции / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Вестник НЯЦ РК, 2009. – Вып. 1. – С. 77 - 85.
2. Копничев, Ю.Ф. Кольцевая сейсмичность в разных диапазонах глубин перед сильными и сильнейшими землетрясениями в районе Суматры / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Вестник НЯЦ РК, 2009. – Вып. 3. – С. 67 - 75.
3. Копничев, Ю.Ф. Характеристики кольцевой сейсмичности в разных диапазонах глубин в районах Курил и Камчатки / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Вестник НЯЦ РК, 2009. – Вып. 3. – С. 76 - 87.
4. Копничев, Ю.Ф. Характеристики кольцевой сейсмичности в разных диапазонах глубин в районе северо-восточной Японии / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Вестник НЯЦ РК, 2009. – Вып. 3. – С. 88 - 97.
5. Kelleher, J. Rupture zones of large South American earthquakes and some predictions / J. Kelleher // J. Geophys. Res, 1972. – V. 77, N 11. – P. 2087 - 2103.
6. Lomnitz, C. Major earthquakes of Chile: a historical survey, 1535-1960 / C. Lomnitz // Seismol. Res. Lett. 2004. – V. 75, N 3. – P. 368 - 378.
7. Pacheco, J. Seismic moment catalog of large shallow earthquakes, 1900 to 1989 / J. Pacheco, L.Sykes // Bull. Seismol. Soc. Amer., 1992. – V. 82, N 3. P. 1306 - 1349.
8. Engdahl, E. Global seismicity: 1900 - 1999. In: Earthquake & engineering seismology. Part A. / E. Engdahl, A.Villasenor // Academic Press. An imprint of Elsevier Science – 2002. – P. 665 – 690.
9. Umeda, K. Helium isotopes as geochemical indicators of a serpentinized fore-arc wedge / K. Umeda, G. McCrank, A. Ninomiya // J. Geophys. Res., 2007. – V.112. B10206. doi: 10.1029/2007JB005031.
10. McKenzie D. The generation and compaction of partially molten rocks // J. Petrol. 1984. – V.25. – P. 713 - 765.

ОНТҮСТІК АМЕРИКА АУМАҒЫНДА ТЕРЕНДІКТІҢ ӘР АУҚЫМДАРЫНДА САҚИНАЛЫ СЕЙСМИКАЛЫЛЫҒЫНЫҢ СИПАТТАМАЛАРЫ

[1,2)]Копничев Ю.Ф. [1)]Соколова И.Н.

[1)]ҚР ҰЯО Геофизкалық институты, Курчатов, Қзаақстан
[2)]РҒА О.Ю. Шмидт атындағы Жер физикасы институты, Мәскеуа, Ресей

1995 - 2010 ж.ж. Онтүстік Америка аумағында қатты және өте қатты жерсілкінулер алдында терендіктің 0 - 33 және 34 - 70 км. терендіктерінде, сондай-ақ сейсмикалық құыстар белдемдерінде сейсмикалылығын талдау нәтижелері келтіріледі. Терендіктің екі ауқымында да сейсмикалығының сақиналы құрылымдары айқындалған. Болған басты оқиғалардың эпиорталықтары, әдеттегідей, айқындалған сейсмикалылықтың сақиналы құрылымдары қиылысқан немесе ең жақын келген аймақтардың жанында болуы көрсетілген. Сейсмикалылық сақиналарының мөлшерлері және магнитудалардың табалдырық мәндері туралы деректерін талдау негізінде сейсмикалық қуыстар белдемдерінде дайындалудағы жерсілкінулер магнитудаларының болжамды бағалары алынған. Онтүстік Америка, Суматра және солтүстік-шығыс Жапония аудандарында сақиналы құрылымдардың параметрлерін салыстыруы жүргізілген.

CHARACTERISTICS OF RING-SHAPED SEISMICITY IN VARIOUS DEPTH RANGES IN THE REGION OF SOUTH AMERICA

[1,2)]Yu.F. Kopnichev, [1)]I.N. Sokolova

[1)]Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan
[2)]Institute of the Earth Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Results of seismicity analysis in the region of South America in depth ranges of 0 - 33 and 34 - 70 km prior to large and great earthquakes, occurred in 1995 -2 010, and also in seismic gap zones are presented. Ring-shaped seismicity structures are found in both depth ranges. It was shown, that epicenters of the major events were located, as a rule, near areas of intersection or closest rapprochement of ring-shaped seismicity structures. Prognostic estimates of magnitudes of preparing earthquakes in seismic gap zones are obtained, based on an analysis of the data on seismicity ring sizes and threshold magnitude values. A comparison of the ring structures parameters in the regions of South America, Sumatra and north-eastern Japan are carried out.

УДК 550.334

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН В ЛИТОСФЕРЕ ТЯНЬ-ШАНЯ И ДЖУНГАРИИ И ИХ СВЯЗЬ С СЕЙСМИЧНОСТЬЮ

[1,2)]Копничев Ю.Ф. [1)]Кунакова О.К., [1)]Соколова И.Н.

[1)]Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан
[2)]Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

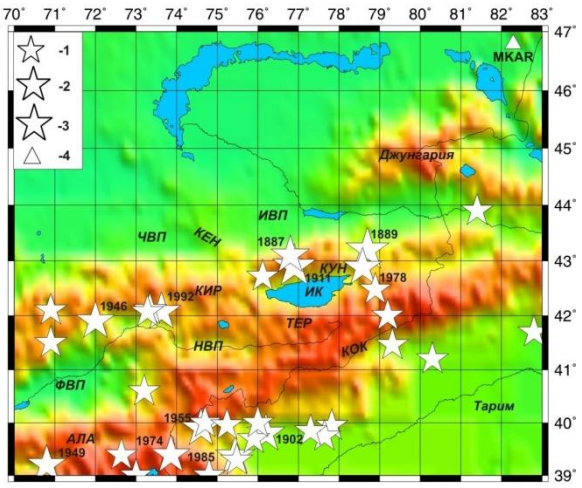
Проведено картирование поля поглощения поперечных волн в литосфере Тянь-Шаня и Джунгарии. Использован метод, основанный на анализе отношения максимальных амплитуд волн Sn и Pn. Обработаны записи землетрясений, полученные станцией Маканчи (MKAR) на расстояниях ~300 – 1300 км. Установлено, что поглощение S-волн в литосфере гораздо сильнее в северо-западной части исследуемого района, чем в юго-восточной. Показано, что очаговые зоны сильных землетрясений с M≥7.0, произошедших в 1978 - 1992 гг., характеризуются относительно повышенным поглощением. Выделены области высокого поглощения, в которых не было сильных сейсмических событий последние 130 лет. Сделано предположение, что эти области связаны с подготовкой сильных землетрясений.

В [1 - 3] показано, что очаговым зонам сильных землетрясений в разных районах земного шара соответствуют аномалии сильного поглощения короткопериодных поперечных волн в нижней коре и верхах мантии. Это позволяет использовать методы картирования поля поглощения этих волн для выделения очаговых зон готовящихся сильных землетрясений. С этой целью проведено изучение характеристик поля поглощения S-волн в районах Тянь-Шаня и Джунгарии.

МЕТОДИКА И ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

При исследованиях использована методика, основанная на анализе отношений максимальных амплитуд в волнах Sn и Pn - параметра lg(ASn/APn),- который для краткости обозначен как Sn/Pn. Ранее было установлено, что группа Sn формируется поперечными волнами, отраженными от многочисленных субгоризонтальных границ в верхней мантии [4]. Путем анализа записей S-коды близких землетрясений было показано [5], что в районе Тянь-Шаня наиболее сильное поглощение короткопериодных S-волн наблюдается, как правило, в нижней коре и верхах мантии, в слое, расположенном в диапазоне глубин ~ 30 ÷ 70 км (средняя мощность коры в районе Тянь-Шаня ~50 км). Установлено, что для источников, расположенных на нулевой глубине, снос лучей в этом слое для группы волн Sn составляет ~ 30 ÷ 100 км. В этом случае основное поглощение S-волн приходится на самые верхи мантии. Параметр Sn/Pn использован для нормировки, поскольку волны Sn и Pn распространяются по близким трассам. Поглощение существенно зависит от частоты, поэтому при анализе записей применялась узкополосная фильтрация (использовался фильтр с центральной частотой 1.25 Гц и полосой пропускания 2/3 октавы [6]).

Картирование поля поглощения в рассматриваемом районе проведено по записям местных землетрясений, полученных станцией Маканчи (MKAR) на эпицентральных расстояниях ~ 300 ÷ 1300 км в основном в 2003 -2009 гг. (рисунок 1). В общей сложности обработано более 450 записей землетрясений из района, ограниченного координатами 39º - 45º N и 70º - 83º E.



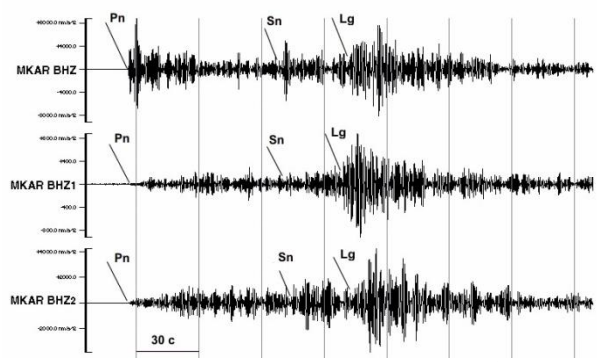
Эпицентры сильных землетрясений (с 1887 г.): 1 – 6.5≤M≤6.9; 2 – 7.0≤M<8.0; 3 – M>8.0 (годы событий указаны для M≥7.0); 4 – сейсмическая станция. Основные впадины: ЧВП – Чуйская; ИВП – Илийская; НВП – Нарынская; ФВП – Ферганская; ИК – оз. Иссык-Куль. Хребты: КЕН – Кендыктас; КИР – Киргизский; КУН – Кунгей-Алатау; ТЕР – Терскей-Алатау; АЛА – Алайский; КОК – Кокшаал

Рисунок 1. Район исследований – Тянь-Шань и Джунгария

АНАЛИЗ ДАННЫХ

На рисунке 2 приведены примеры типичных сейсмограмм землетрясений из разных районов, полученных примерно на одинаковых эпицентральных расстояниях.

Из рисунка 2 видно, что для районов хребтов Терской Алатау и Кокшаал на записях доминирует группа Lg, амплитуды волн Sn много выше, чем для группы волн Pn. В то же время для восточной части Киргизского хребта уровень группы Pn выше, чем для волн Sn и практически одинаков с уровнем группы Lg. Следует отметить здесь очень быстрое затухание амплитуд в коде волны Pn в сравнении с двумя другими записями.



Записи: верхняя – событие 42.60º N, 75.40º E, Δ=718 км (Киргизский хр.); средняя – событие 41.75º N, 76.83º E (хр. Терскей Алатау), Δ=710 км; нижняя – событие 40.88º N, 77.88º E (хр. Кокшаал), Δ=747 км. Стрелка - момент вступления основной волновой группы

Рисунок 2. Примеры сейсмограмм землетрясений в изучаемом районе. Станция MKAR, частота 1.25 Гц, вертикальная компонента

На рисунке 3 приведена зависимость значений параметра Sn/Pn от эпицентрального расстояния.

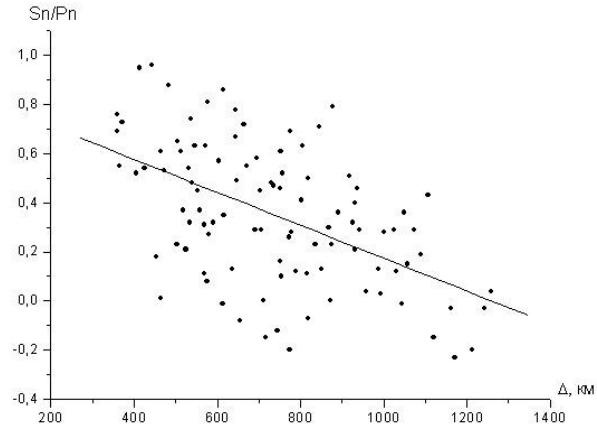
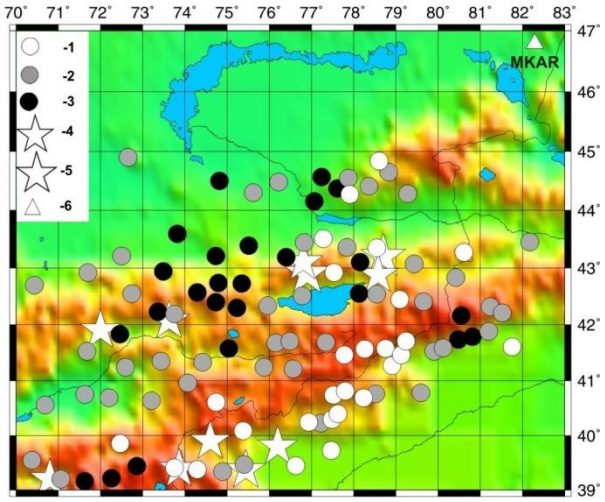


Рисунок 3. Зависимость значений параметра Sn/Pn от эпицентрального расстояния для района Тянь-Шаня и Джунгарии

Каждая точка представляет среднее значение, полученное для небольшого района с линейными размерами, как правило, несколько десятков километров. Стандартные отклонения σ для средних значений варьируются от 0.02 до 0.39. Несмотря на проведенное осреднение данных, наблюдается очень большой разброс величин Sn/Pn - от 0.96 до (-0.23). В целом значения Sn/Pn падают с увеличением эпицентрального расстояния **Δ.** Уравнение полученной линейной регрессии имеет вид:

$$Sn/Pn = 0.84 - 0.00067\Delta \text{ (км)} \qquad (1)$$

На рисунке 4 представлена карта поля поглощения S-волн в верхах мантии Тянь-Шаня и Джунгарии, на которую вынесены значения параметра Sn/Pn с учетом поправки за эпицентральное расстояние - отклонения от средней зависимости (1). При этом значения параметра Sn/Pn разбиты на три градации, соответствующие пониженному Sn/Pn= 0.16 ÷ 0.53, промежуточному -0.15≤ Sn/Pn ≤0.15 и повышенному Sn/Pn= (-0.53) ÷ (-0.16) поглощению. Из рисунка 4 следует, что поле поглощения S-волн в районе Тянь-Шаня и Джунгарии характеризуется большой неоднородностью. В целом в северо-западной части этой территории поглощение гораздо сильнее, чем в юго-восточной части. Выделяется яркая аномалия сильного поглощения в районе Киргизского хребта и прилегающих участков Чуйской и Илийской впадин (рисунок 4, между 73º и 76.5º E), которая соответствует промежутку между очаговыми зонами Кеминского (1911 г., M=8.2) и Сусамырского (1992 г., M=7.3) землетрясений. Меньшие аномалии выявляются на границе Джунгарии с Илийской впадиной (между 77º и 78º E), в районе хр. Кокшаал (между 80º и 81º E), а также на границе Южного Тянь-Шаня и Памира (между 71.5º и 73º E).



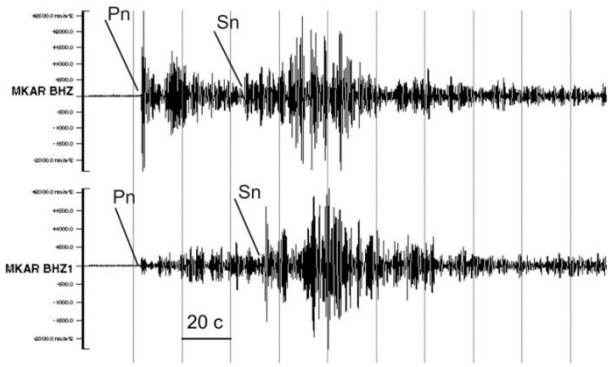
Поглощение: 1 – пониженное; 2 – промежуточное; 3 – повышенное. Эпицентры сильных землетрясений: 4 – 7.0≤M<8.0; 5 – M>8.0. 6 – сейсмическая станция.

Рисунок 4. Пространственное распределение значений параметра Sn/Pn в районе Тянь-Шаня и Джунгарии

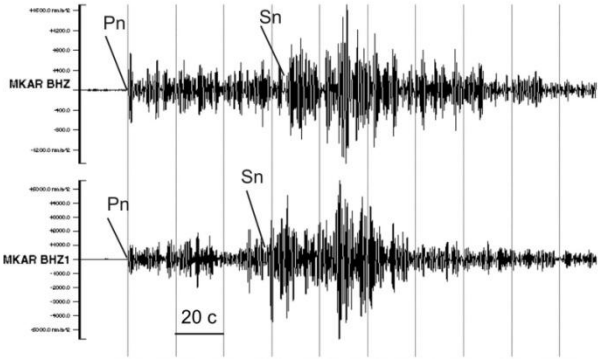
Из рисунка 4 видно, что, несмотря на сравнительно близкие значения эпицентральных расстояний событий, характеристики волновых полей могут резко изменяться. Интересно, что небольшие области низких величин Sn/Pn соответствуют очаговым зонам двух сильных землетрясений: Жаланаш-Тюпского 1978 г. (M=7.0) и Сусамырского. В целом зоны сильного поглощения формируют две прерывистые полосы: более широкую, которая прослеживается на расстоянии ~800 км от Алайского хребта до Джунгарии, и относительно узкую длиной ~600 км, ориентированную в запад-северо-западном направлении, которая протягивается от хребта Кокшаал до Илийской впадины. В первой полосе, в районах Ферганской и Нарынской впадин, имеется большой пробел (в основном промежуточное поглощение), а во второй – пробелы, связанные с очаговыми зонами Верненского (1887 г., M=7.3) и Кеминского землетрясений, а также с цепочкой очагов событий, включающей Сарыкамышское землетрясение 1970 г. (M=6.8) и несколько более слабых землетрясений

(M=6.5÷6.7) – рисунок 1. В зонах этих пробелов наблюдается промежуточное и пониженное поглощение. Промежуточное поглощение соответствует также очаговым зонам следующих землетрясений: Чаткальского 1946 г. (M=7.5), Хаитского 1949 г. (M=7.4) и Кашгарского 1985 г. (M=7.0). Наибольшая по площади аномалия слабого поглощения выделяется в районе хр. Кокшаал, на границе с Таримской впадиной. К ней приурочены очаговые зоны трех сильных землетрясений: Кашгарского 1902 г. (M=7.8), Улугчатского 1955 г. (M=7.1) и Маркансуйского 1974 г. (M=7.3), а также нескольких событий с M=(6.5 ÷ 6.7) - рисунок 1.

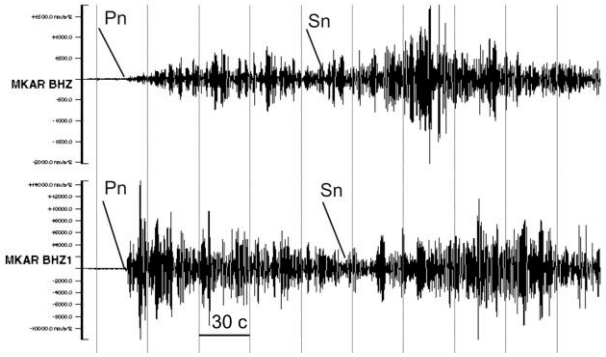
На рисунке 5 приведены примеры сейсмограмм землетрясений из аномальных районов Джунгарии, хребта Кокшаал и Алайского хребта.



Записи событий с координатами: верхняя – 44.93º N, 77.28º E, Δ=441 км; нижняя – 44.23º N, 77.84º E, Δ=450 км.
а – Джунгарии



Записи событий с координатами: верхняя - 41.77º N, 80.83º E, Δ=570 км; нижняя – 41.75º N, 81.03º E, Δ=570 км
б – хребта Кокшаал



Записи событий с координатами: верхняя – 39.46º N, 73.45º E, Δ=1086 км; нижняя – 39.19º N, 71.86º E, Δ=1197 км
в – Алайского хребта

Рисунок 5. Примеры сейсмограмм землетрясений из аномальных зон. Станция MKAR, частота 1.25 Гц, вертикальная компонента

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В [7] исследована зависимость параметра Sn/Pn от эпицентрального расстояния на профиле вдоль Восточного Тянь-Шаня между ~ 80º и 91º E по данным станции Каратау (KKAR), расположенной на северо-западной окраине Тянь-Шаня. В [7] показано, что величины Sn/Pn в районе Восточного Тянь-Шаня в среднем уменьшаются от ~0.75 при Δ ~800 км до ~0.3 ÷ 0.4 при Δ~ 1200 ÷ 1300 км. Сравнение вновь полученных данных с [7] показывает, что в целом поглощение S-волн в нижней коре и верхах мантии Западного и Центрального Тянь-Шаня значительно сильнее, чем в районе Восточного Тянь-Шаня. Кроме того, следует отметить, что по данным GPS [8] скорость деформации земной коры в районе Центрального Тянь-Шаня в несколько раз выше, чем в районе Восточного Тянь-Шаня. Кроме того, и сейсмичность Центрального и Западного Тянь-Шаня гораздо выше, чем Восточного Тянь-Шаня. Так, начиная с 1887 г. в районе Тянь-Шаня между 70º и 80º E произошло 11 землетрясений с M≥7.0, а к востоку от 80º E – только одно (22.12.1906 г., M=7.2 [9]). Возможно, что эти эффекты связаны со значительно меньшим содержанием флюидов в нижней коре и верхах мантии Восточного Тянь-Шаня, что приводит к большей вязкости литосферы, обусловливающей меньшую скорость деформации и более слабую сейсмичность [10]. Широкое развитие частично расплавленных пород, которые также могли бы обусловить высокое поглощение S-волн, в литосфере Тянь-Шаня маловероятно, поскольку здесь неизвестны магматические породы с возрастом менее 50 млн. лет [11].

Сопоставление структуры поля поглощения с сейсмичностью района показало, что очаговым зонам землетрясений с M≥7.0, произошедших в период с 1887 по 1974 гг., а также зоне Кашгарского землетрясения 1985 г. соответствует пониженное и промежуточное поглощение. В то же время, в зонах Жа-

ланаш-Тюпского и Сусамырского землетрясений примерно через 10 - 30 лет после этих событий наблюдается относительно повышенное поглощение. Следует отметить, что в целом в юго-восточной части рассматриваемой территории, начиная с 1887 г., произошло 8 событий с M≥7.0, включая сильнейшие землетрясения 1889 г. (M=8.3), 1902 г. и 1911 г., в то время как в северо-западной части – всего три события с M = (7.3 ÷ 7.5).

Полученные результаты согласуются с выводами о том, что после достаточно сильных (M≥7.0) неглубоких землетрясений имеет место подъем флюидов из верхов мантии в земную кору, сделанными на основании анализа сейсмических [2, 12, 13], геофизических [14] и геохимических [15] данных. Этот процесс происходит в течение нескольких десятков лет, что позволяет объяснить существование «остаточных» аномалий в районах очагов Жаланаш-Тюпского и Сусамырского землетрясений, и менее яркой – в районе очага Кашгарского землетрясения 1985 г.

Относительно причин формирования протяженных полос сильного поглощения, насыщенных флюидами, в верхах мантии предлагается следующая гипотеза. Под действием сдвиговых напряжений может происходить существенная перестройка флюидного поля, в результате которых жидкая фаза, первоначально сконцентрированная в виде изолированных пузырьков в углах зерен, образует связную сеть, распространяющуюся по их граням [16]. Это должно приводить к постепенному формированию флюидных «доменов» - вертикальных каналов, - насыщенных жидкой фазой [17]. При достаточной протяженности домена по вертикали он может прорывать кровлю двухфазного слоя и постепенно подниматься вверх, сначала концентрируясь в верхах мантии, а затем поднимаясь в нижнюю кору [17]. В пользу этой гипотезы свидетельствует тот факт, что положение полос сильного поглощения примерно соответствует ориентации максимальных сдвиговых напряжений в литосфере Тянь-Шаня (как известно, эта горная страна находится в условиях субмеридионального сжатия [5]). Следует отметить, что сходным образом ориентированные полосы высокого поглощения, с которыми связаны очаги сильных землетрясений, выявлены в районе Западного Алтая, где также доминирует сжатие в субмеридиональном направлении [3].

Появление пробелов в полосе сильного поглощения в районах Ферганской и Нарынской впадин можно объяснить относительно низким содержанием свободных флюидов в их литосфере, препятствующим формированию доменов [5, 18]. В то же время пробелы во второй полосе сильного поглощения, возможно, связаны с подъемом флюидов из верхов мантии в результате серии сильных и сильнейших землетрясений конца XIX-го и XX-го веков, а также ряда событий с M= 6.5 ÷ 6.8 (рисунок 1).

Наибольший интерес представляют аномалии высокого поглощения, не связанные с сильными землетрясениями, произошедшими за последние 100 - 130 лет. В первую очередь это относится к обширной зоне низких величин Sn/Pn в районе Киргизского хребта и прилегающих участков Чуйской и Илийской впадин. Следует подчеркнуть, что эта зона сильного поглощения ранее была выделена путем анализа записей глубокофокусных гиндукушских землетрясений, полученных несколькими десятками сейсмических станций в районе Тянь-Шаня [18]. Кроме того, зона проявляется и в характеристиках S-коды на записях местных землетрясений [5]. Последнее сильное событие (M~6.5) произошло в этой зоне восточнее 74.5º E еще в 15 веке [19]. Все это свидетельствует о подготовке здесь сильного землетрясения, о чем говорилось ранее [18, 20]. Судя по «остаточным» аномалиям высокого поглощения, которые в районах Алтая [3] и Тянь-Шаня соответствуют зонам достаточно сильных землетрясений, можно полагать, что здесь готовится событие с M~7.0. Меньшие по размерам аномалии высокого поглощения в районах хр. Гиссарского и Кокшаал и в Джунгарии также могут свидетельствовать о подготовке сильных землетрясений. В районах выделенных аномалий необходимо вести постоянный мониторинг различных геофизических и геохимических параметров с целью среднесрочного и краткосрочного прогноза сильных сейсмических событий.

Литература

1. Аптикаева, О.И. Неоднородности литосферы и астеносферы в очаговой зоне Рачинского землетрясения / О.И. Аптикаева [и др.] // Докл. РАН, 1995. – Т. 344, № 4. – С. 533 – 538.
2. Копничев, Ю.Ф. Пространственно-временные вариации поля поглощения S-волн очаговых зонах сильных землетрясений Тянь-Шаня / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Физика Земли. – 2003. – № 7. – С. 35 – 47.
3. Копничев, Ю.Ф. Картирование поля поглощения поперечных волн в земной коре и верхах мантии Алтая / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Вестник НЯЦ РК, 2010. – данный выпуск.
4. Копничев, Ю.Ф. О природе короткопериодных сейсмических полей на расстояниях до 3000 км / Ю.Ф. Копничев, А.Р. Аракелян // Вулканология и сейсмология, 1988. – № 4. – С. 77 – 92.
5. Бакиров А.Б. (ред.). Земная кора и верхняя мантия Тянь-Шаня в связи с геодинамикой и сейсмичностью. Бишкек: Илим. 2006. – С. 115.
6. Копничев Ю.Ф. Короткопериодные сейсмические волновые поля. М.: Наука, 1985. – С. 176.
7. Копничев, Ю.Ф. Неоднородности поля поглощения короткопериодных S-волн в районе полигона Лобнор / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Докл. РАН, 2008. – Т.420, № 2. – С. 239 – 242.
8. Liu, J. Small-scale convection in the upper mantle beneath the Chinese Tian Shan mountains / J. Liu, Q. Liu, B. Guo, D.Yuen, H.Song // Phys. Earth Planet. Inter. 2007. – V.163. – P. 179 – 190.

9. Pacheko, J. Seismic moment catalog of large shallow earthquakes, 1900 to 1989 / J. Pacheko, L. Sykes // Bull. Seism. Soc. Amer. 1992. – V.82, N 3. – P. 1306 – 1349.
10. Dixon, J. Lateral variation in upper mantle viscosity: role of water / J.Dixon, T. Dixon, D. Bell, R. Malservisio // Earth Planet. Sci. Lett. 2004. – V. 222. – P. 451 – 467.
11. Кнауф, В.И. Структурная позиция мезокайнозойского вулканизма центрального Тянь-Шаня / В.И.Кнауф, А.В. Миколайчук, Е.В. Христов // Сейсмотектоника и сейсмичность Тянь-Шаня. Фрунзе: Илим. 1980. – С. 3 – 18.
12. Husen, S. Postseismic fluid flow after the large subduction earthquake of Antofagasta, Chile / S. Husen., E.Kissling // Geology. 2001. – V. 29. No 9. – P. 847 – 850.
13. Копничев, Ю.Ф. Пространственно-временные вариации поля поглощения поперечных волн в верхней мантии сейсмически активных и слабосейсмичных районов / Ю.Ф. Копничев, Д.Д. Гордиенко, И.Н. Соколова // Вулканология и сейсмология, 2009. – № 1. – С. 49 – 64.
14. Ogawa, R. Slow postseismic recovery of geoid depression formed by the 2004 Sumatra-Andaman earthquake by mantle water diffusion / R. Ogawa, K. Heki // Geophys. Res. Lett. 2007. – V.34. - L06313. doi: 10.1029/2007GL029340.
15. Копничев, Ю.Ф. Подъем мантийных флюидов в районах очагов сильных землетрясений и крупных разломных зон: геохимические свидетельства / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Вестник НЯЦ РК, 2005. – Вып. 2. – С. 147 – 155.
16. Hier-Majumder, S. Role of dynamic grain boundary wetting in fluid circulation beneath volcanic arcs / S. Hier-Majumder, D. Kohlstedt // Geophys. Res. Lett., 2006. – V. 33. - L08305.
17. Gold, T. Fluid ascent through the solid lithosphere and its relation to earthquakes / T. Gold, S. Soter // Pageoph., 1984/1985. – V. 122. – P. 492 – 530.
18. Копничев, Ю.Ф. Неоднородности поля поглощения короткопериодных сейсмических волн в литосфере Центрального Тянь-Шаня / Ю.Ф. Копничев, И.Н. Соколова // Вулканология и сейсмология, 2007. – № 5. – С. 54 – 70.
19. Кондорская, Н.В. Новый каталог сильных землетрясений на территории СССР / Н.В. Кондорская, Н.В. Шебалин (ред.). // М.: Наука, 1977. – С.535.
20. Копничев, Ю.Ф. О геодинамических процессах в районе Центрального Тянь-Шаня: выделение аномальной области по сейсмическим данным / Ю.Ф. Копничев, Н.Н. Михайлова, И.Н. Соколова // Вестник НЯЦ РК, 2004. – Вып. 3. – С. 111–118.

ТЯНЬ-ШАНЬ МЕН ЖОҢҒАР ТАУДЫҢ ЛИТОСФЕРАСЫНДА ҚЫСҚА ПЕРИОДТЫ КӨЛДЕНЕҢ ТОЛҚЫНДАР ЖҰТЫЛУ ӨРІСІНІҢ СИПАТТАМАЛАРЫ ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ СЕЙСМИКАЛЫЛЫҚПЕН БАЙЛАНЫСЫ

[1,2)]Копничев Ю.Ф. [1)]Кунакова О.К., [1)]Соколова И.Н.

[1)]ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан
[2)]РҒА О.Ю. Шмидт атындағы Жер физикасының институты, Мәскеу, Ресей

Тянь-Шань мен Жоңғар таудың литосферасында көлденең толқындар жұтылу өрісін карталауы жүргізілген. Sn және Pn толқындардың максималь амплитудаларының қатынасын талдауында негізделген әдісі қолданылған. PS23-Мақаншы (MKAR) станциясымен ~ (300 – 1300) км. қашықтықтарында алынған жерсілкінулердің жазбалары өңделген. Литосферада S-толқындардың жұтылуы ауданның онтүстік-шығыс бөлшегінен солтүстік-батыс бөлшегінде едәуір жоғары болуы анықталған. 1978 - 1992 ж.ж. M≥7.0 қатты жерсілкінулердің ошақтық белдемдері сол толқындардың біршама жоғары жұтылуымен сипатталатыны көрсетілген. Соңғы 130 жылда қатты сейсмикалық оқиғалар болмаған жоғары жұтылу аймақтары бөлінген. Сол аймақтар қатты жерсілкінулер дайындалуымен байланысты болу болжамы жасалған.

CHARACTERISTICS OF SHORT-PERIOD S WAVE ATTENUATION FIELD IN THE LITHOSPHERE OF TIEN SHAN AND DJUNGARIA AND THEIR RELATION TO SEISMICITY

[1, 2)]Yu.F. Kopnichev, [2)]O.K. Kunakova, [2)]I.N. Sokolova

[1)]Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan
[2)]Institute of the Earth Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Mapping of shear wave attenuation field in the lithosphere of Tien Shan and Djungaria was done. A method, based on an analysis of Sn and Pn waves amplitude ratio, was applied. Earthquake recordings, obtained by station Makanchi (MKAR) at distances of ~ 300 – 1300 km were processed. It was shown, that higher attenuation corresponds to rupture zones of large earthquakes with M≥7.0, occurred in 1978 - 1992. Areas of high attenuation were picked out, where no large seismic events have occurred during the last 130 years. We believe, that these areas are related to a preparation for large earthquakes.

УДК 550.34:621.039.9

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МАГНИТУДНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ГРУПП АКБУЛАК, КАРАТАУ И МАКАНЧИ НА РЕГИОНАЛЬНЫХ РАССТОЯНИЯХ

Синёва З.И.

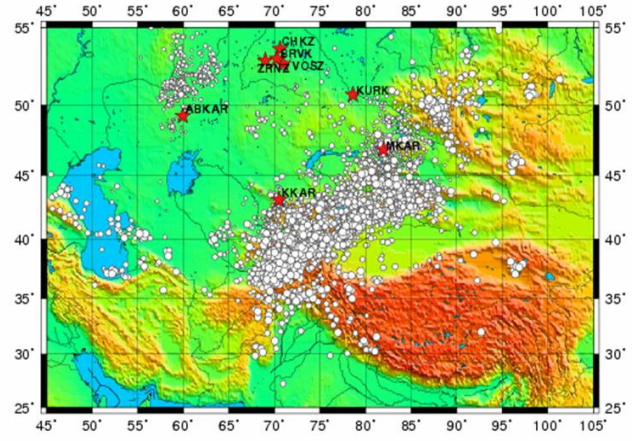
Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Для трех сейсмических групп, работающих в Казахстане: Маканчи, Каратау, Акбулак, - проведены оценка и сравнительный анализ магнитудной чувствительности на региональных расстояниях (регион Центральная Азия). Для каждой из них построены карты минимально регистрируемых магнитуд, графики зависимости минимальной регистрируемой магнитуды от расстояния (на первом этапе), проведен анализ уровней представительной магнитуды на различных расстояниях от станций (на втором этапе). Установлено, что на расстоянии 0 – 6 град уровни минимальных регистрируемых магнитуд для трех сейсмических групп практически совпадают, на расстояниях 6 – 17 град станция Акбулак является более чувствительной, чем станции Маканчи и Каратау. Все три сейсмические группы регистрируют без пропуска события с магнитудой 4 и более на всей территории Центральной Азии.

Введение

Принципиальной характеристикой станции сейсмического мониторинга, является магнитудный порог обнаружения события, определяющей значение магнитуды, начиная с которого событие не будет пропущено при регистрации. Характеристика зависит от расстояния и особенностей трассы распространения сигнала. Проведены исследования, которые являются логическим продолжением ранее проведенных работ по оценке магнитудной чувствительности сейсмических групп, входящих в сеть станций НЯЦ РК. В 2004 г. был проведен анализ чувствительности сейсмической группы Маканчи [1] на телесейсмических и региональных расстояниях, а в 2007 г. исследована чувствительность группы Каратау [2]. В статье представлены результаты работ по оценке магнитудной чувствительности сейсмической группы Акбулак, а также проведен сравнительный анализ магнитудной чувствительности всех трех групп на региональных расстояниях.

В традиционной сейсмологии, имеющей дело с 3-х компонентными станциями, для того чтобы более уверенно определить координаты сейсмического события, необходимо, чтобы оно было зарегистрировано, как минимум, тремя станциями. Большая часть станций сейсмической сети НЯЦ РК является сейсмическими группами. Использование сейсмических групп имеет свою специфику. Сейсмические группы позволяют определять координаты события, даже если событие было зарегистрировано всего лишь одной из них. На рисунке 1 показано расположение сейсмических станций НЯЦ РК, а также эпицентры сейсмических событий, зарегистрированных в 2004 г. согласно сейсмологическому бюллетеню ЦСОССИ. ИГИ НЯЦ РК (Центра сбора и обработки специальной сейсмической информации Национального ядерного центра Республики Казахстан).



Белый кружок – эпицентр сейсмического события.
Красная звездочка – сейсмическая станция сети НЯЦ РК

Рисунок 1. Карта эпицентров землетрясений и взрывов за 2004 г. по данным сейсмологического бюллетеня ЦСОССИ ИГИ НЯЦ РК

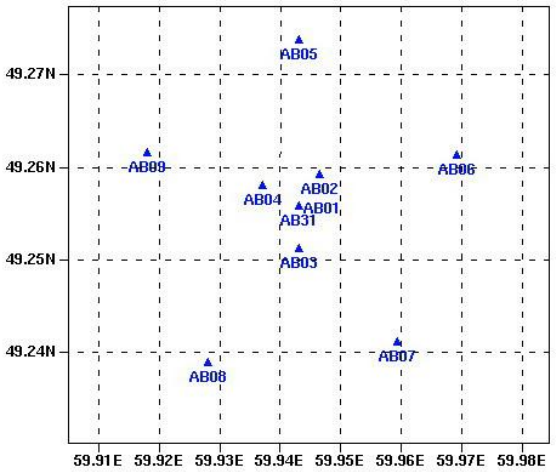
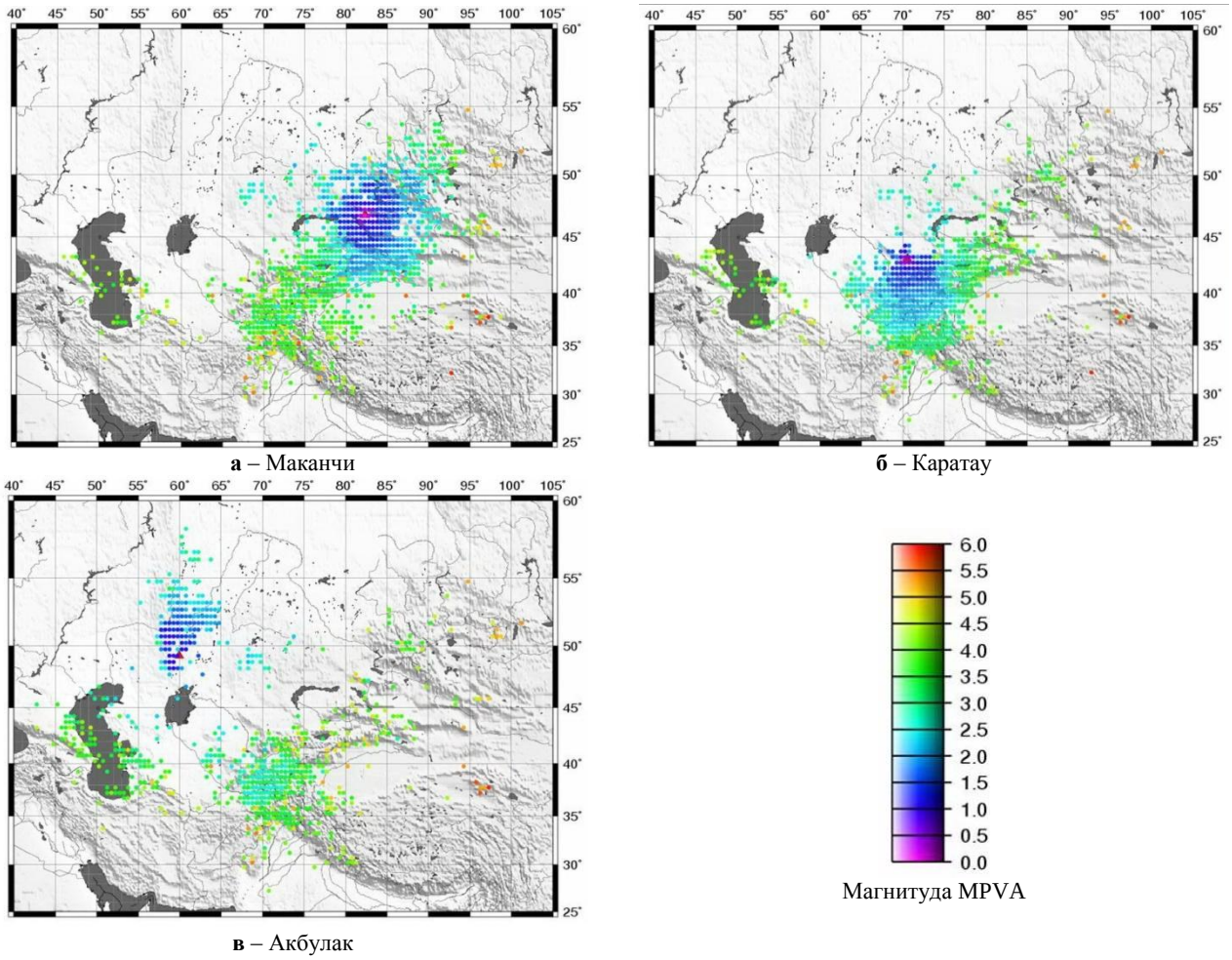


Рисунок 2. Расположение элементов в сейсмической группе Акбулак

Сейсмические группы Маканчи и Каратау расположены в сейсмически активных регионах, в то время как сейсмическая группа Акбулак - в относительно сейсмически спокойном регионе Западного Казахстана. Все три сейсмические группы имеют аналогичную конфигурацию. В качестве примера на рисунке 2 показана конфигурация сейсмической группы Акбулак. В центре группы установлены один широкополосный трехкомпонентный сейсмометр и один однокомпонентный сейсмометр. Радиус внутреннего кольца, состоящего из трех однокомпонентных вертикальных сейсмометров, составляет примерно 500 м, а радиус внешнего кольца, состоящего из пяти однокомпонентных вертикальных сейсмометров, составляет примерно 2 км. Сейсмометры установлены в скважинах на глубине 30 – 40 м, что снижает уровень регистрируемого сейсмического шума и, соответственно, повышает чувствительность станции.

ОЦЕНКА УРОВНЯ МИНИМАЛЬНЫХ РЕГИСТРИРУЕМЫХ МАГНИТУД

Для определения магнитудной чувствительности станций на региональных расстояниях использован сводный сейсмический бюллетень, создаваемый в ЦСОССИ по данным сети станций НЯЦ РК и Сейсмологической опытно-методической экспедиции (СОМЭ) МОН РК, за 2004 – 2005 гг. В этом бюллетене в качестве магнитудной характеристики используется магнитуда по продольным волнам вертикальной компоненты. За указанный период времени операторами ЦСОССИ было обработано и занесено в сводный сейсмологический бюллетень 25 814 событий, из которых 9452 зарегистрировано станцией Маканчи, 9979 - станцией Каратау, 4463 - станцией Акбулак. На первом этапе работ проведена предварительная оценка способности сейсмических групп регистрировать события при самых благоприятных условиях. С этой целью для каждой сейсмической группы построены карты зарегистрированных ими событий с минимальными магнитудами (рисунок 3). Карты построены следующим образом. Территория Казахстана и Центральной Азии была разбита на квадраты, размером 0.5 на 0.5 градуса. Для каждого квадрата из сводного бюллетеня ЦСОССИ за 2004 – 2005 гг. путем перебора отобраны землетрясения с наименьшей магнитудой, в регистрации которых участвовали соответственно станции Маканчи (рисунок 3а), Каратау (рисунок 3б) и Акбулак (рисунок 3в).



а – Маканчи

б – Каратау

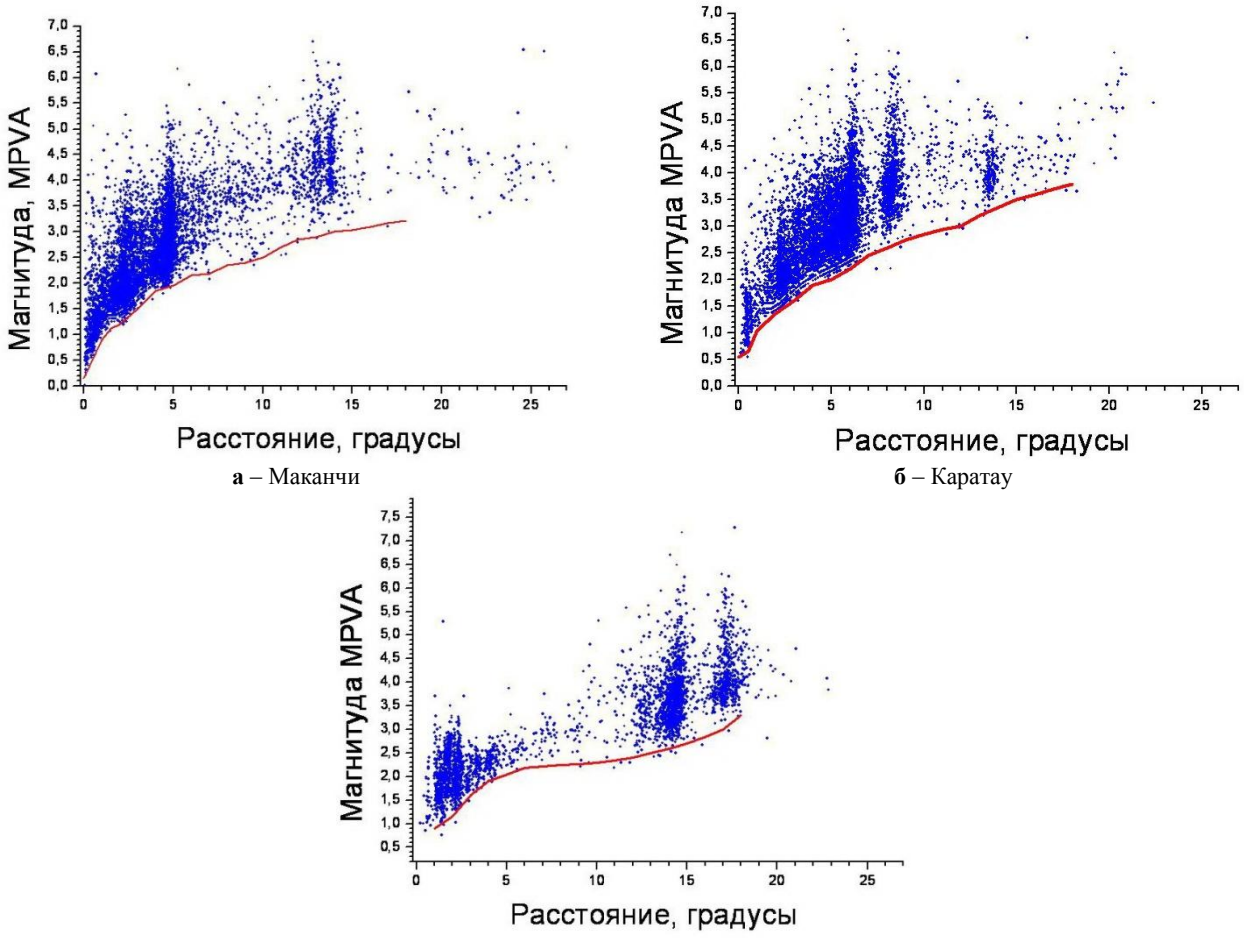
в – Акбулак

Рисунок 3. Карты минимальных регистрируемых магнитуд для сейсмических групп

Как следует из рисунка 3, наименьшие магнитуды зарегистрированных землетрясений (0.5 – 2) наблюдаются в непосредственной близости от станции. По мере удаления от нее уровень минимальных магнитуд зарегистрированных землетрясений повышается и на границах исследуемого региона достигает 4 единиц.

На рисунке 4 приведены графики дальности регистрации сейсмических событий для трех изучаемых станций. Синими точками на рисунке показаны зарегистрированные события; красной линией - зависимость уровня минимальной магнитуды событий, регистрируемых станцией, от расстояния (в градусах).

Уже по этим графикам можно оценить чувствительность станции на региональных расстояниях. Так, например, при мониторинге определенного объекта (например, ядерного испытательного полигона), расположенного на расстоянии 10 градусов от станции, при самых благоприятных условиях сейсмическая группа Маканчи сможет зарегистрировать события, имеющие магнитуду более чем 2.5; станция Каратау - более 2.85, а станция Акбулак - более 2.3. Таким образом, согласно рисунку 4, для регистрации событий на расстоянии 10 градусов наиболее чувствительной является группа Акбулак, менее чувствительными - группы Маканчи, Каратау. Из трех сейсмических групп наименее чувствительной является группа Каратау.



а – Маканчи

б – Каратау

в – Акбулак

Рисунок 4. К оценке дальности регистрации событий сейсмическими группами

Определение уровня представительной магнитуды

По данным, приведенным на рисунках 3 и 4, можно судить и о предельной возможности станции регистрировать сигналы в самых благоприятных условиях (при низком уровне сейсмического шума, отсутствии наложений от других сейсмических событий и т.д.). Однако более полное представление о возможностях станции дает не только информация о предельной магнитуде сейсмических событий, но и об уровне магнитуды событий, регистрируемых без пропусков, то есть об уровне представительной магнитуды Mc (Magnitude of Completeness) для данной станции на данном расстоянии. С целью получения этой характеристики для каждой из трех изучаемых сейсмических групп построены кумулятивные графики повторяемости (на основе того же сводного сейсмологического бюллетеня ЦСОССИ за 2004 – 2005 гг.).

Построение графиков повторяемости и определение уровня представительной магнитуды на региональных расстояниях приведены на примере станции Акбулак. Методика аналогична ранее примененной для станций Маканчи [1] и Каратау [2]. Однако станция Акбулак расположена в асейсмичном районе, большинство событий, зарегистрированных на близких расстояниях, являются промышленными взрывами, поэтому, уровни представительной магнитуды рассчитывались для нее, начиная с расстояния 6 градусов, в отличие от станций Маканчи и Каратау, для которых уровни представительной магнитуды рассчитывались, начиная с расстояния 0 градусов (т.е., непосредственно от станции). Уровни представительной магнитуды рассчитаны для трех диапазонов расстояний: (6 – 10), (10 – 17), > 17 градусов, - вокруг станции Акбулак (рисунок 5).

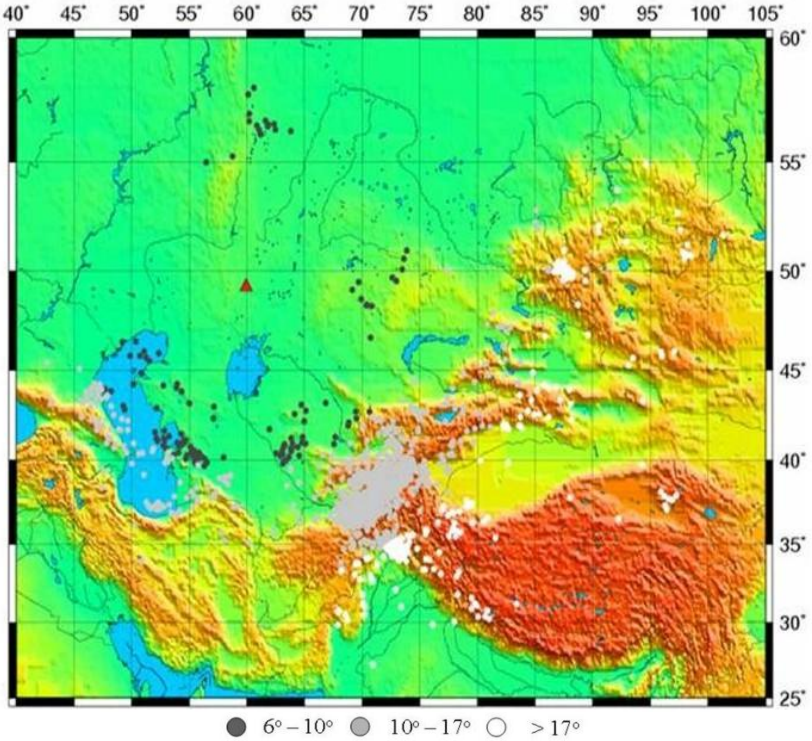
Для каждой из трех зон построены кумулятивные графики повторяемости событий (рисунок 6).

Поскольку подавляющее число событий, регистрируемых вблизи станции Акубулак (<6 градусов), являются промышленными взрывами, нельзя ожидать, что их магнитуды будут подчиняться известному закону Гутенберга – Рихтера, используемому для оценки уровня представительной магнитуды. Поэтому для станции Акбулак экспериментально определен только уровень минимальных регистрируемых магнитуд. Однако в [3] на основании большого фактического материала было получено следующее соотношение между уровнем минимальной и представительной магнитуд:

$$Mc = Mmin + 0.46, \quad (1)$$

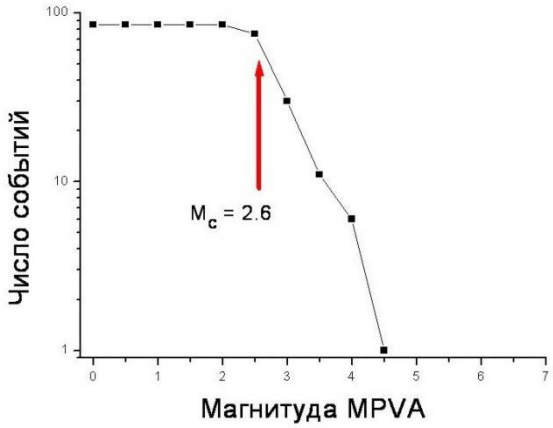
где Mc – представительная магнитуда, Mmin – минимальная магнитуда.

С использованием приведенной зависимости рассчитаны значения ожидаемого уровня представительной магнитуды для станции Акбулак на расстояниях менее 6 градусов. На рисунке 7 приведены сводные данные - уровень минимальных регистрируемых магнитуд, уровень представительной магнитуды, рассчитанные значения уровня представительной магнитуды.

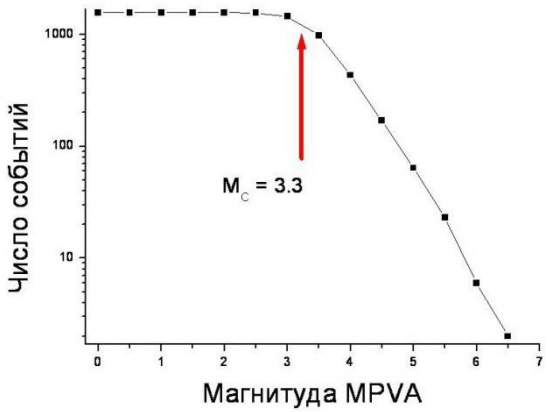


Красный треугольник - станция Акбулак. Кружки разного цвета – эпицентры землетрясений из трех зон вокруг станции

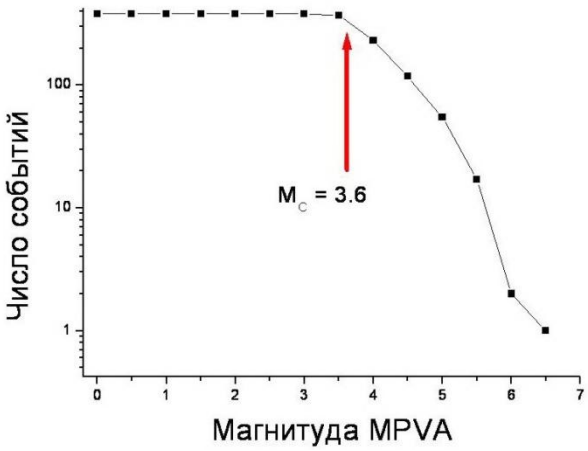
Рисунок 5. Событии, отобранные для определения уровня представительной магнитуды, из концентрических зон вокруг станции Акбулак



а – (6 - 10) градусов



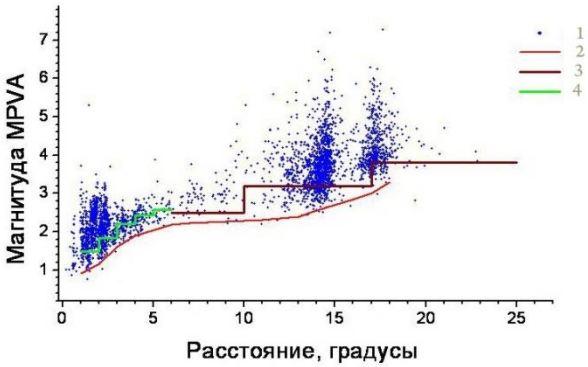
б – (10 - 17) градусов



в – (17 - 25) градусов

Красная стрелка указывает на значение представительной магнитуды для данного диапазона расстояний

Рисунок 6. Кумулятивные графики повторяемости событий вокруг станции Акбулак, построенные для различных расстояний

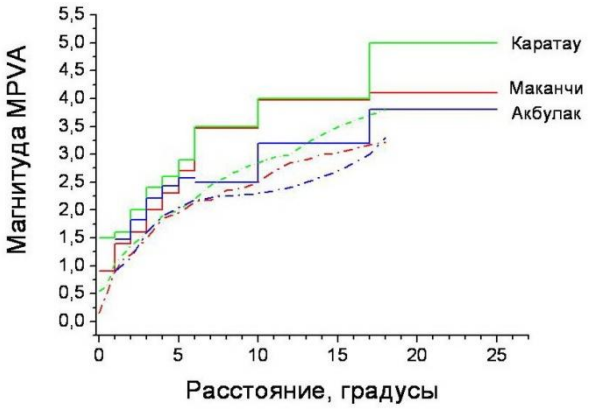


1 – событие из бюллетеня ЦСОССИ; 2 – уровень минимальных регистрируемых магнитуд; 3 – уровень представительной магнитуды; 4 – теоретически оцененное значение уровня представительной магнитуды согласно формуле (1)

Рисунок 7. Станция Акбулак. Сводные характеристики представительности данных

Сравнительная оценка магнитудной чувствительности станций Маканчи, Каратау, Акбулак

На рисунке 8 для сравнения приведены уровни магнитудной чувствительности станций Маканчи и Акбулак на региональных расстояниях.



Линия: пунктирная – значения минимальной магнитуды;
сплошная – значения представительная магнитуда

Рисунок 8. Сопоставление магнитудных характеристик на региональных расстояниях для сейсмических групп Маканчи, Каратау, Акбулак

Из рисунка 8 видно, что на близких расстояниях (до 4 градусов) магнитудная чувствительность станций Маканчи и Акбулак совпадают, но на больших расстояниях станция Акбулак демонстрирует более высокую чувствительность по сравнению со станцией Маканчи.

Сопоставление уровней минимальной регистрируемой магнитуды и представительной магнитуды для станции Каратау выявляет отличия с результатами аналогичных исследований, выполнявшихся для станций Маканчи и Акбулак. Для станции Каратау наблюдается значительная (1 единица магнитуды и более) разница между уровнем представительной магнитуды и уровнем минимальной магнитуды, что расходится с результатами, полученными для станций Маканчи и Акбулак, где разница между уровнем представительной и минимальной магнитуд на расстояниях до 9 градусов (1000 км) составляла 0.3 – 0.5 единиц магнитуды. Полученное расхождение может быть объяснено следующим образом. При обработке сейсмических данных, полученных станцией Каратау, замечено периодическое возникновение сильного шумового сигнала, который, по всей вероятности, носит несейсмический характер. При отсутствии такого сигнала, станция Каратау демонстрирует неплохую чувствительность, и может регистрировать относительно слабые события. Однако при наличии подобного рода помех, чувствительность станции резко ухудшается, наблюдаются пропуски в регистрации относительно слабых событий, что и приводит к повышению уровня представительной магнитуды.

Выводы

Оценка уровней минимальной и представительной магнитуды для трех сейсмических групп: Маканчи, Каратау, Акбулак, - позволила установить следующее:

- на расстоянии (0 – 6) град уровни минимальных регистрируемых магнитуд для всех трех станций практически совпадают, тогда как уровень представительной магнитуды для станции Каратау значительно превышает уровень представительной магнитуды для станции Маканчи;
- на расстоянии (6 – 17) град станция Акбулак является более чувствительной, чем станции Маканчи и Каратау, поскольку имеет более низкие значения как уровня минимальной регистрируемой магнитуды, так и представительной магнитуды;
- на расстояниях более 17 град станции Акбулак и Маканчи демонстрируют хорошую чувствительность, в то время как станция Каратау им значительно уступает.

В целом относительно всей территории Центральной Азии станции Маканчи, Каратау, Акбулак регистрируют без пропуска события с магнитудой 4 и более.

Литература

1. Михайлова, Н.Н. Оценка эффективности сейсмической группы PS23-Маканчи при регистрации региональных и телесейсмических событий / Н.Н. Михайлова, З.И. Синева // Вестник НЯЦ РК, 2004. – Вып. 2 (18). – С. 4 - 110.
2. Михайлова, Н.Н. Анализ магнитудной чувствительности сейсмической группы Каратау на региональных и телесейсмических расстояниях / Н.Н. Михайлова, З.И. Синева // Вестник НЯЦ РК, 2008. – Вып. 1. – С. 54 - 62.
3. Михайлова, Н.Н. Характеристика эффективности системы сейсмологических наблюдений на Северном Тянь-Шане / Н.Н. Михайлова / Каталог землетрясений Северного Тянь-Шаня и прилегающих территорий // М.:Наука, 1990. – Т.1 – С. 7 – 14.

АҚБҰЛАҚ, ҚАРАТАУ, МАҚАНШЫ СЕЙСМИКАЛЫҚ ТОПТАРЫНЫҢ АУМҚТЫҚ ҚАШЫҚТЫҚТАРЫНДАҒЫ МАГНИТУДАЛЫҚ СЕЗГІШТЕРІН САЛЫСТРМА ТАЛДАУ

Синёва З.И.

ҚР ҰЯО Гефизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Қазақстанда жұмыс істейтін үш сейсмикалық топтары үшін: Мақаншы, Қарату, Ақбұлақ – аумақтық қашықтықтарындағы магнитудалық сезгіштерін бағалау мен салыстырма талдауы жүргізілген (Орталық Азия аймағы). Олардың әрқайсысына минимиаль тіркелетін магнитудаларының карталары, минималь тіркелетін магнитуданың қашықтықтан тәуелділігінің кестелері құрылған (бірінші кезеңінде), станциядан әр бір қашықтықтарында магнитуданың деңгейлерін талдауы жүргізілген (екінші кезеңінде). 0-6 градус қашықтықтарында минималь тіркелетін магнитудалардың деңгейлері сейсмикалық топтардың үшеуінеде іс жүзінде қатар келетіні, 6-17 градус қашықтықтарында Ақбұлақ станцияның сезгіштігі Мақаншы мен Қаратау санцияларынан артығырақ болып келетіні анықталған. Сейсмикалық топтардың үшеуіде 4 және одан жоғары магнитудасымен Орталық Азия аумағындағы оқиғаларды жібермеймей тіркейді.

COMPARATIVE ANALYSIS OF MAGNITUDE SENSITIVITY OF AKBULAK, MAKANCHI AND KARATAU SEISMIC ARRAYS FOR REGIONAL DISTANCE

Z.I. Sinyova

Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The study on the evaluation and comparison of magnitude sensitivity of seismic arrays Makanchi, Karatau and Akbulak on regional distance (territory of Central Asia) was accomplished. On the first stage the maps of the detected events with minimal magnitudes were plotted for each of the three arrays, diagrams of the minimal magnitude level in dependence of distance were computed. On the next stage the analysis of the magnitudes of completeness in dependence of distance was carried out. It was found that at distance 0 – 6 degrees the levels of minimal magnitudes for all three arrays are practically the same; at distance 6 – 17 degrees the Akbulak array demonstrates better magnitude sensitivity in comparison with Makanchi and Karatau arrays; all three arrays will not miss events with magnitude 4 and more for the whole Central Asia territory.

УДК 550.34:621.039.9

О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ЧАСТОТНЫХ ФИЛЬТРОВ ПРИ АНАЛИЗЕ РЕГИОНАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ ДЛЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ГРУППЫ МАКАНЧИ

Синёва З.И.

Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Проведен анализ частотных характеристик региональных сейсмических фаз Pn, Pg, Sn, Lg, прямой волны P, прямой волны S, регистрируемых сейсмической группой Маканчи. Для каждой из фаз определены фильтры, при которых достигаются наилучшее усиление сигналов группой и наилучшее отношение сигнала к шуму. Оценены средние значения азимутальных расхождений и расхождений значений медленности в случае применения различных фильтров. Полученнные результаты активно используются в процессе обработки данных мониторинга и при составлении регионального сейсмологического бюллетеня в ЦСОССИ (Центре сбора и обработки специальной сейсмической информации) Института геофизических исследования НЯЦ РК.

ВВЕДЕНИЕ

Сейсмическая группа Маканчи (PS23-Маканчи, MKAR) введена в эксплуатацию в 2000 г. Она входит в первичную сеть станций Международной системы мониторинга, создаваемую Организацией Договора о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний. Практически сразу же данные этой сейсмической группы стали активно использовать при автоматической и интерактивной обработке в Центре сбора и обработки специальной сейсмической информации Института геофизических исследований НЯЦ РК, а с февраля 2002 г. - и в Международном центре данных (МЦД) при составлении бюллетеня автоматической локализации REB (Reviewed Event Bulletin).

Для успешной обработки данных сейсмической группы, особенно новой, необходимы следующие знания о ней: 1) предпочтительные частотные фильтры для выявления и обработки записей различных региональных сейсмических фаз; 2) степень достоверности результатов определения азимута прихода и медленности сигнала. Известно, что у некоторых сейсмических групп, из-за особенностей геологических структур в районе группы и на пути распространения сейсмических волн, отклонения в определении азимута прихода и, особенно, медленности сигнала могут быть настолько значительными, что их просто нельзя использовать при ассоциировании событий. Анализу возможностей сейсмической группы при детектировании региональных и телесейсмических сигналов посвящено большое число работ. Например, в [1], где приведены исследования по норвежской группе NORESS, отмечено, что для детектирования близких событий (на расстоянии менее 350 км), лучшими при выделении волны Pn, является фильтр (10 – 15) Гц, волны Pg – фильтр (3.5 – 5.5) Гц, а волны Sn – фильтра (5 – 8) Гц. Для волны Lg наиболее предпочтительным оказался фильтр (1.0 – 2.0) Гц. При определении по данным NORESS азимута событий из отдельных регионов были обнаружены систематические отклонения величиной от 10 до 15 градусов. В отличие от группы NORESS, сейсмическая группа Маканчи расположена вблизи сейсмически активных областей, таких как Тянь-Шань и Алтай. Поэтому можно ожидать, что основные характеристики региональных сейсмических фаз, регистрируемых группой Маканчи, будут отличаться от характеристик волн, регистрируемых группой, расположенной на Скандинавском щите и, следовательно, будут другими предпочтительные частотные фильтры и степень достоверности определяемых параметров.

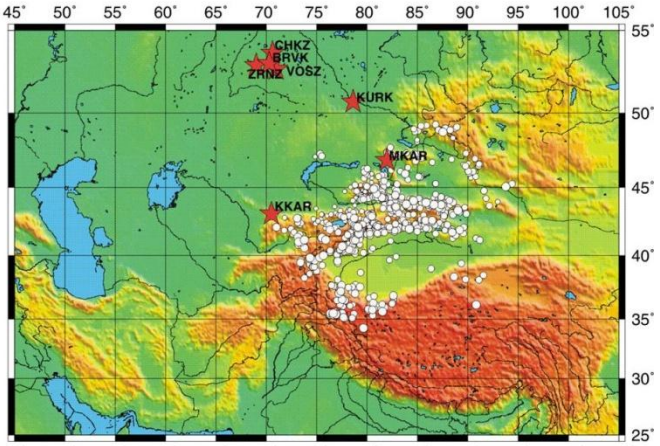
МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Определение частотных фильтров, предпочтительных при обработке записей различных региональных сейсмических фаз, регистрируемых сейсмической группой Маканчи, проведено в несколько этапов. На первом этапе подготовлена база данных, включающая фрагменты записей региональных событий и произведено предварительное определение параметров сейсмических фаз. Эта работа включала в себя следующие стадии:

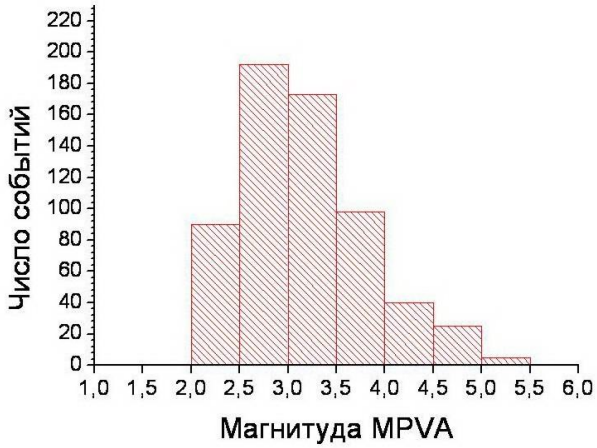
- Отбор сейсмических событий из каталога СОМЭ (Сейсмологическая опытно-методическая экспедиция) МОН Республики Казахстан, из каталога Геофизической службы России и других локальных каталогов в формате CSS3.0 за 2001 – 2003 годы. Отбор записей волновых форм сейсмической группы Маканчи для всех событий из этих каталогов.
- Селекция записей тех событий, которые четко проявлены на записях сейсмической группы Маканчи.
- Предварительная идентификация региональных сейсмических фаз P, S, Pn, Pg, Sn, Lg, а также предварительное определение азимута прихода и медленности для этих сейсмических фаз.

После подготовки базы данных выполнен дополнительный просмотр всех записей с целью отбора для дальнейшей обработки только тех записей, в которых, во-первых, представлены все каналы станции Маканчи, во-вторых, отсутствуют наложения нескольких событий друг на друга, и, в-третьих, отсутствуют какие-либо внешние помехи (калибровочные сигналы, несейсмический шум, сбои в работе аппаратуры). В результате удаления записей, не соответ-

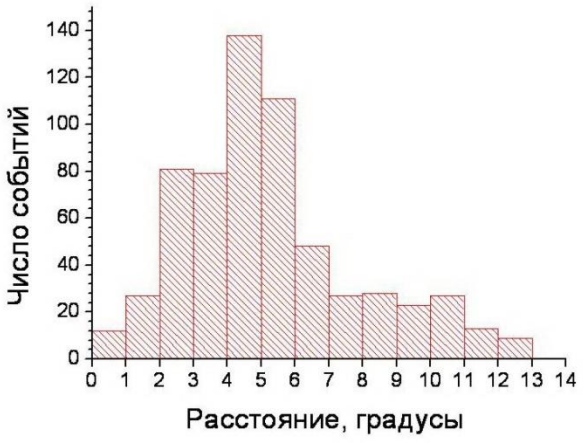
ствующих указанным требованиям, в базе данных осталось 623 региональных события (рисунок 1а), на основе которых и проводилось дальнейшее исследование. На рисунке 1б и 1в приведены гистограммы распределения магнитуд этих событий и расстояний от них до станций, соответственно. Можно отметить, что район вблизи станции Маканчи отличается довольно высоким уровнем сейсмической активности. Как видно из рисунка 1а, станцией зарегистрировано большое число событий из Северного и Южного Тянь-Шаня, Алтая, Гиндукуша. Кроме того, в непосредственной близости от станции, на расстоянии менее 2 градусов за исследуемый период обнаружено более 30 событий. Как видно из рисунка 1б, в выборке событий большую часть составляют события с относительно невысокой магнитудой - от 2.5 до 3.5. Событий с магнитудой более 5 было отобрано только 30. Заметим, что здесь и далее в работе используются значения магнитуды MPVA (аналог mb), определенные по калибровочной кривой, рассчитанной в [2].



а – карта эпицентров



б – распределение магнитуд



в – распределение расстояний до станции

На рисунке 1а: белый кружок - эпицентр события; красная звездочка – сейсмическая станция

Рисунок 1. Сейсмические события 2001 – 2003 г., зарегистрированные станцией Маканчи (MKAR) и отобранные для анализа

При определении параметров сейсмических фаз проведен анализ с использованием следующего набора нуль-фазовых фильтров типа Баттеруорс (Butterworth), третьего порядка: 1 - (0.5 – 1.5) Гц; 2- (0.5 – 2.0) Гц; 3 - (0.75 – 2.25) Гц; 4 – (1.0 – 2.0) Гц; 5 – (1.0 – 3.0) Гц; 6 – (1.5 – 3.0) Гц; 7 – (2.0 – 4.0) Гц; 8 – (3.0 – 6.0) Гц; 9 – (4.0 – 8.0) Гц; 10 – (8.0 – 16.0) Гц; 11- (0.8 – 4.5) Гц. В данный набор включены фильтры, которые наиболее активно используются при автоматическом обнаружении и при интерактивной обработке сигналов в международных и национальных центрах данных. Определялись следующие параметры: 1) усиление сейсмической группы; 2) отношение сигнала к шуму; 3) расхождение между значением азимута, полученным методом f-k анализа [3], и азимутом на эпицентр события; 4) расхождение между значениями медленности, полученными методом f-k анализа и теоретически предсказанным. Эти четыре параметра определялись для каждого из 11 вышеприведенных фильтров.

Определение усиления группы

*У*силение сигнала G путем суммирования трасс сейсмической группы, как одно из главных достоинств группирования, рассчитывалось по формуле [4]:

$$G^2 = \frac{\sum_{ij} C_{ij}}{\sum_{ij} \rho_{ij}}, \qquad (1)$$

где C_{ij} - кросс-корреляция между сенсорами *i u j* сейсмической группы, ρ_{ij} – кросс-корреляция шума между сенсорами i и j.

При максимальном значении корреляции, равном 1, и некоррелированном шуме: $G^2 = N$, где N – количество элементов группы. Применительно к сейсмической группе Маканчи, состоящей из девяти элементов, максимальное теоретически возможное усиление, исходя из (1), равняется 3. В случаях, когда на каких-то частотах шум антикоррелирован, усиление группы на этих частотах может превышать 3. Экспериментальное определение усиления сейсмической группы Маканчи проведено следующим образом. Вначале трассы сейсмической группы смещались во времени таким образом, чтобы сигнал от известного источника на всех элементах группы приходился на одно и то же время. Затем определялись коэффициенты корреляции между всеми 36 парами элементов группы в четырехсекундном окне, начиная от времени вступления сигнала. Проводился расчет шума в 20-ти секундном окне на несмещенных трассах, начиная от времени за 40 секунд до первого вступления сигнала.

Определение отношения сигнала к шуму

Отношение сигнала к шуму SNR рассчитывалось по формуле:

$$SNR = STA / LTA, \qquad (2)$$

где STA - среднее значение в 4-х секундном окне, начиная от времени вступления сигнала; LTA – среднее значение в 20-ти секундном окне, начиная от времени за 40 секунд до вступления первой фазы события.

Учитывая, что на сейсмической группе Маканчи сигнал записывается одновременно несколькими каналами, перед вычислением отношения сигнала к шуму строился "луч" (beam), направленный на местоположение источника сигнала из региональных каталогов, с которым были проассоциированы данные вступления. Отношение сигнала к шуму рассчитывалось по этой одной трассе – лучу. Получившиеся значения SNR для одной и той же фазы были нормализованы по следующей формуле:

$$SNR_{norm} = \frac{\lg(SNR)}{\lg(SNR_{\max})}, \qquad (3)$$

где SNR_{max} – наибольшее полученное значение SNR для данной фазы из всех событий и среди всех применяемых фильтров. Из формулы (3) следует, что значение SNR_{norm} не может превышать 1.

Определение азимута и медленности сигналов

Для определения азимута и медленности сигналов применялся метод f-k анализа [3]. При этом для фаз P, Pn, Pg использовалось временное окно 3 сек, для фаз S, Sn, Lg - 4 сек. После определения значений азимута рассчитывалось расхождение между значением азимута сигнала, полученным методом f-k анализа, и значением азимута на источник, согласно каталогу. В результате были получены значения расхождений азимута, по которым далее проводился статистический анализ.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Волна Pn

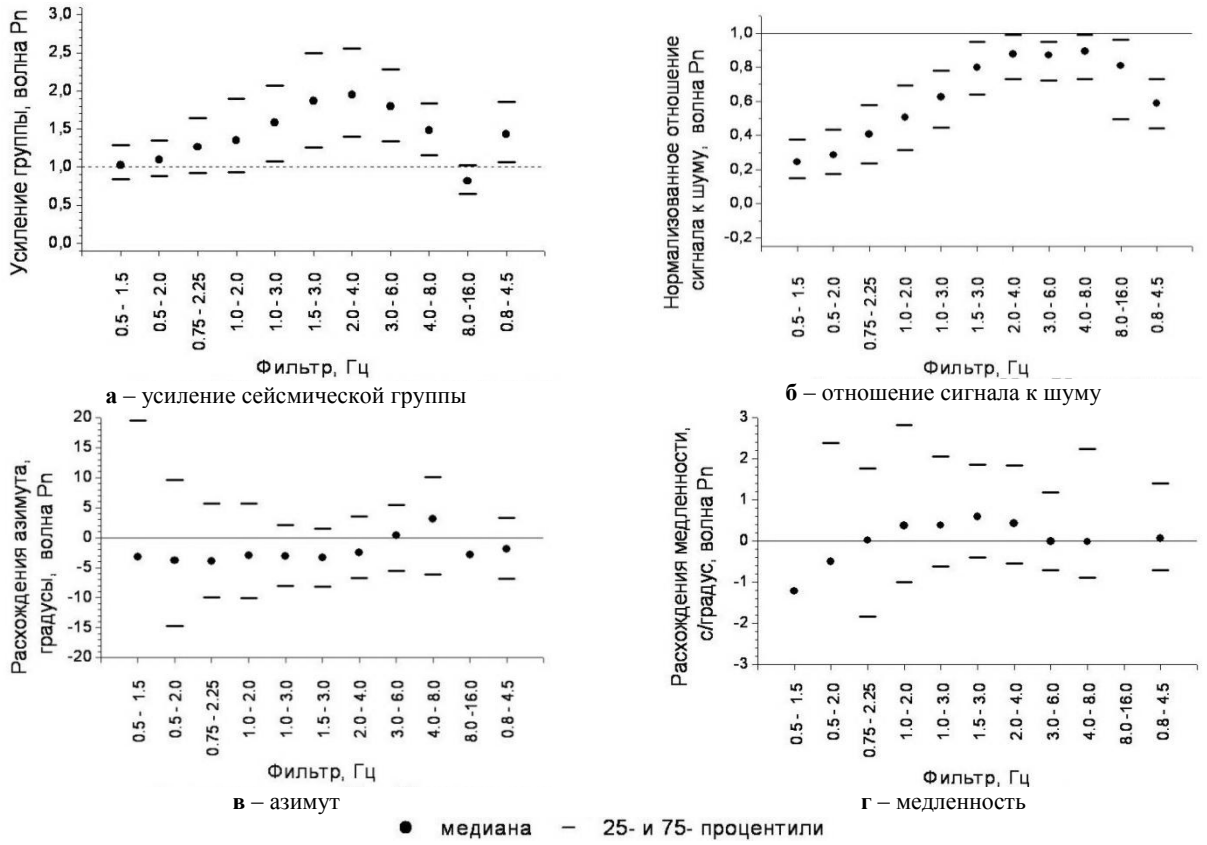
Всего проассоциировано 468 фаз Pn. На рисунке 2 для вступлений Pn- волны приведены медианные значения и 25- и 75- процентили значения усиления группы (рисунок 2а), отношения сигнала к шуму (рисунок 2б), расхождений азимута (рисунок 2в) и медленности (рисунок 2г) при применении различных фильтров.

Как следует из рисунка 2, наилучшее усиление сейсмической группы Маканчи, а также наилучшее отношение сигнала к шуму получено при фильтре (2.0 – 4.0) Гц. Следует отметить, что для широкого спектра фильтров наблюдаются весьма незначительные отрицательные азимутальные отклонения (примерно на 2 – 3 градуса), из чего следует, что значения азимута, полученные методом f-k анализа для волны Pn, определяются достаточно надежно и их можно уверенно использовать при обработке событий, зарегистрированных сейсмической группой Маканчи. Однако наблюдаемые значения медленности существенно зависят от применяемого фильтра. При использовании фильтра (2.0 – 4.0)Гц наблюдаются незначительные положительные отклонения медленности, примерно 0.3 с/градус.

Волна Pg

Всего проанализировано 64 фазы Pg. На рисунке 3 приведены результаты определения параметров при 11 различных фильтрах: медианные значения и 25- и 75- процентили измерения усиления группы (рисунок 3а), отношение сигнала к шуму (рисунок 3б), расхождения азимута (рисунок 3в) и медленности (рисунок 3г).

Наилучшее усиление сигнала и наилучшее отношение сигнала к шуму для волны Pg наблюдается при частотном фильтре (1.5 – 3.0) Гц, который отличается от частотного фильтра, установленного для волны Pn более низкими значениями частот. Как и в случае волны Pn, наблюдаются незначительные отрицательные отклонения в определении азимута, примерно на (2 – 3) градуса. Следует отметить, что разброс значений азимута (25- и 75- процентили) для волны Pg даже меньше, чем у волны Pn. Таким образом, значения азимута, получаемые для волны Pg, можно уверенно использовать при локализации событий. Наблюдаются значительные систематические отрицательные отклонения медленности (рисунок 3г).



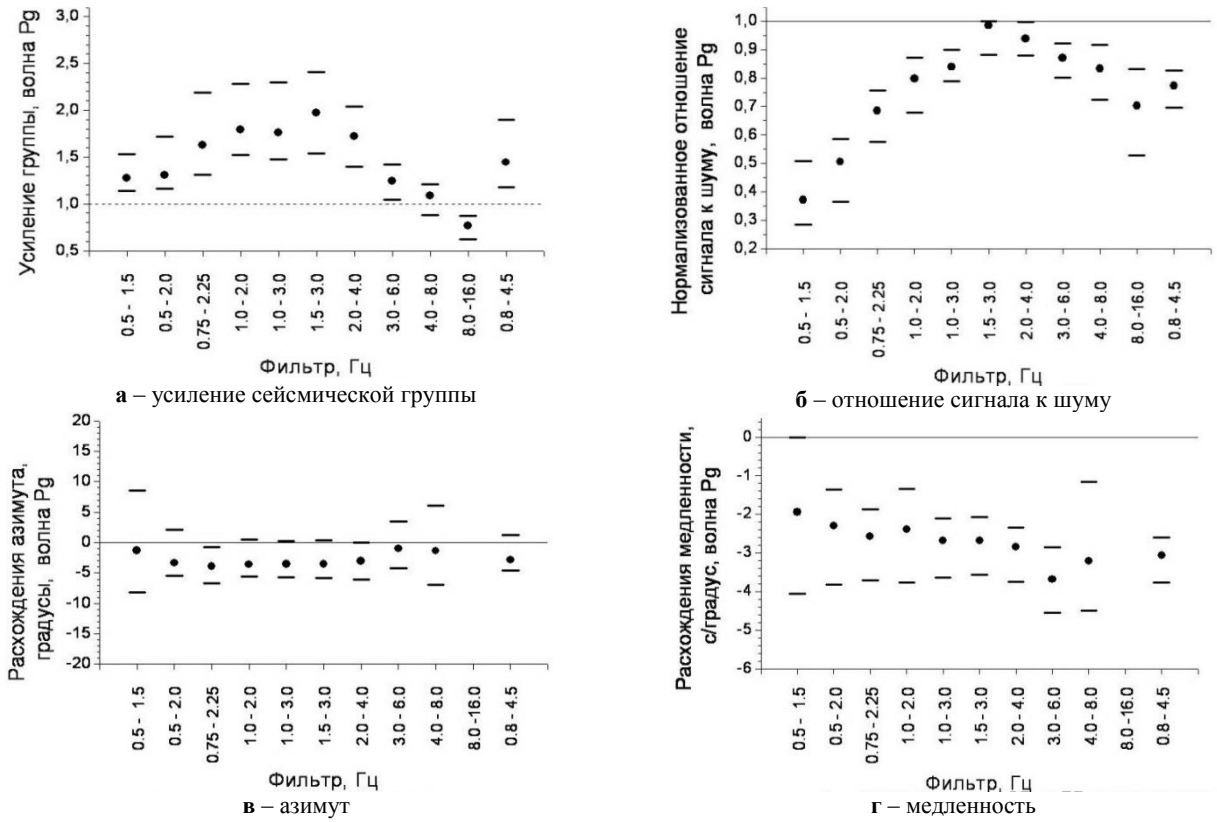
а – усиление сейсмической группы

б – отношение сигнала к шуму

в – азимут

г – медленность

Рисунок 2. Волна Pn. *Усредненные результаты определения параметров при различных частотных фильтрах*



а – усиление сейсмической группы

б – отношение сигнала к шуму

в – азимут

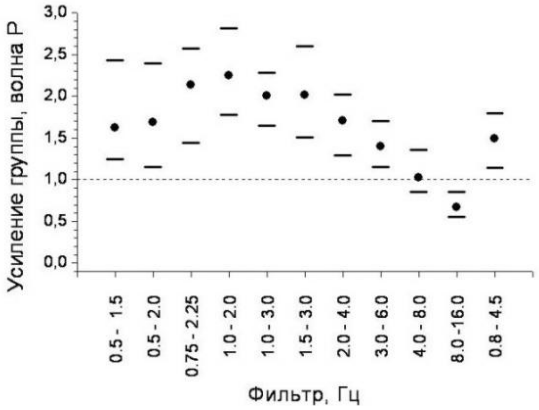
г – медленность

Условные обозначения – на рисунке 2

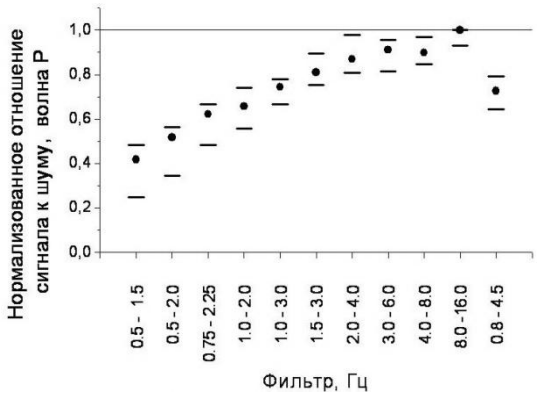
Рисунок 3. Волна Pg. *Усредненные результаты определения параметров при различных частотных фильтрах*

Прямая P волна

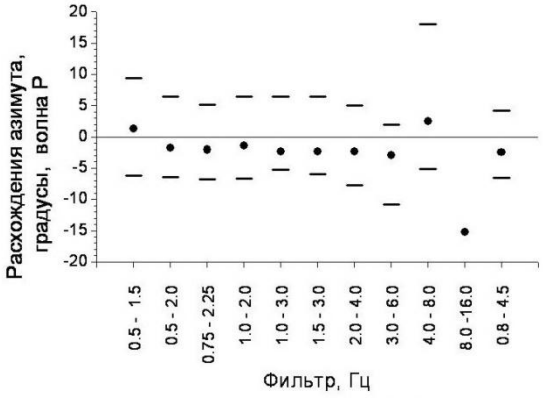
Отдельно проанализирована группа из 26 первых вступлений прямой P-волны от близких событий, произошедших на удалении от станции менее, чем 200 км. Основная цель выделения этой группы волн – выявление различий их характеристик с характеристиками Pg-волны. На рисунке 4 приведены медианные значения и 25- и 75- процентили измерения усиления группы (рисунок 4а), отношения сигнала к шуму (рисунок 4б) и расхождений азимута (рисунок 4в) при применении различных фильтров.



а – усиление сейсмической группы



б – отношение сигнала к шуму

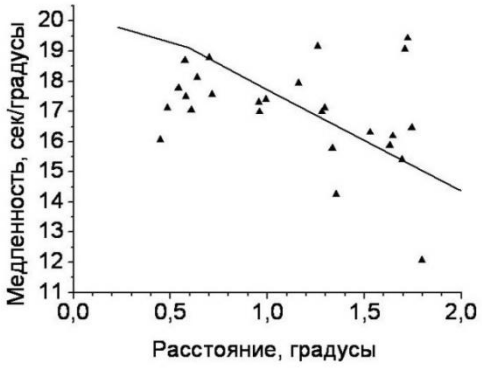


в – азимут

Условные обозначения – на рисунке 2

Рисунок 4. Волна P. Усредненные результаты определения параметров при различных частотных фильтрах

Как видно из рисунка 4, для P-волны наилучшее усиление группы наблюдается при фильтре (1.0 – 2.0) Гц, а наивысшее отношение сигнала к шуму – при фильтре (8.0 – 16.0) Гц. Представляется, что такие близкие расстояния от источника являются неблагоприятными для проведения f-k анализа P-волны. В качестве оптимального можно рекомендовать фильтр (1.5 – 3.0) Гц, при котором усиление и отношение сигнала к шуму остаются еще довольно высокими. Для этой фазы наблюдаются незначительные отрицательные отклонения в определении азимута (рисунок 4в), также как и для всех остальных P-волн. На рисунке 5 приведена зависимость наблюденной медленности от расстояния. Для сравнения приведены теоретические значения медленности для этой жефазы, согласно годографу IASPEI91 [5].



Значение медленности: треугольник – экспериментальное; линия - теоретическое (согласно годографу IASPEI)

Рисунок 5. Зависимость значений медленности волны P от расстояния

Волна Sn

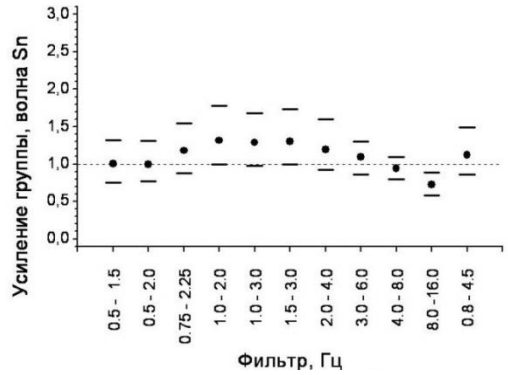
Всего проассоциировано 311 фаз Sn. На рисунке 6 приведены медианные значения и 25- и 75- процентили измерения усиления группы (рисунок 6а), отношения сигнала к шуму (рисунок 6б), расхождений азимута (рисунок 6в) и медленности (рисунок 6г) при применении различных фильтров для вступлений волны Sn.

Для волны Sn не найден один наилучший фильтр. Наибольшее усиление наблюдается при фильтрах (1.0 – 2.0) Гц и (1.5 – 3.0) Гц, однако даже для этих фильтров усиление группы не превышает значения 1.5 (при максимально возможном коэффициенте усиления равном 3 для группы из 9 элементов). Наилучшее отношение сигнала к шуму наблюдается при фильтре (1.5 – 3.0) Гц. Наблюдаются незначительные отрицательные азимутальные отклонения, примерно 2 градуса. Медленность для волны Sn определяется плохо, наблюдается большой разброс полученных значений, и большая зависимость от типа используемого фильтра

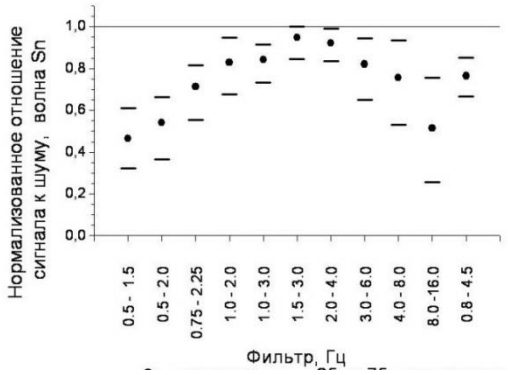
Волна Lg

Всего проассоциировано 285 фаз Lg. На рисунке 7 для вступлений волны Lg приведены медианные значения и 25- и 75- процентили измерения усиления группы (рисунок 7а), отношения сигнала к шуму (рисунок 7б), расхождений азимута (рисунок 7в) и медленности (рисунок 7г) при применении различных фильтров.

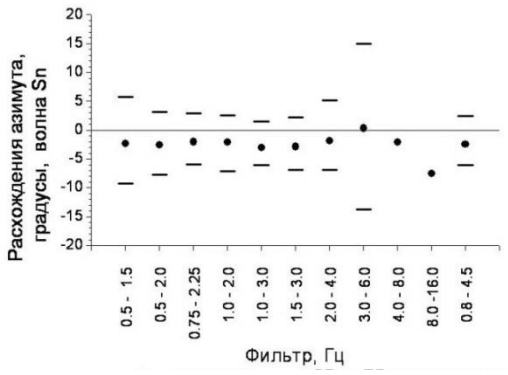
Как следует из рисунка 7, для волны Lg наилучшее усиление сейсмической группы наблюдается при фильтре (1.0 – 2.0) Гц, а наилучшее отношение сигнала к шуму – при фильтре (1.5 – 3.0) Гц. Однако при фильтре (1.5 – 3.0) Гц наблюдается более значительный разброс азимутальных расхождений. Поэтому для волны Lg можно рекомендовать фильтр (1.0 – 2.0) Гц, для которого отношение сигнала к шуму также является довольно высоким. Следует отметить, что такой же фильтр является оптимальным при детектировании волны Lg, на станции NORESS [1], в то время как для остальных региональных волн (Pn, Pg, Sn) наилучшие результаты у этой станции достигаются при использовании значительно более высокочастотных фильтров, чем для станции Маканчи. Для Lg- волны практически не наблюдается систематического отклонения в определении азимута сигнала для широкого набора фильтров, вплоть до фильтра (2.0 – 4.0) Гц. Таким образом, при интерпретации событий, .регистрируемых на станции Маканчи, можно уверенно использовать значения азимутов прихода волны Lg, получаемые методом f-k анализа. Также как и для волны Pg, для волны Lg наблюдается значительное систематическое отклонение в определении медленности. Наблюденное значение медленности примерно на 2.5 с/град ниже теоретического значения согласно годографу IASPEI91.



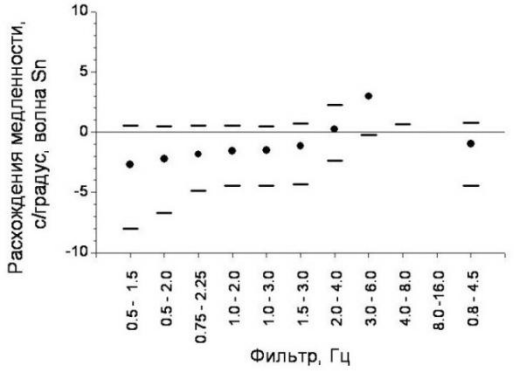
а – усиление сейсмической группы



б – отношение сигнала к шуму



в – азимут



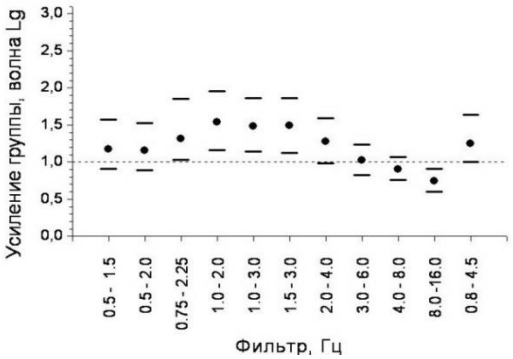
г – медленность

Условные обозначения – на рисунке 2

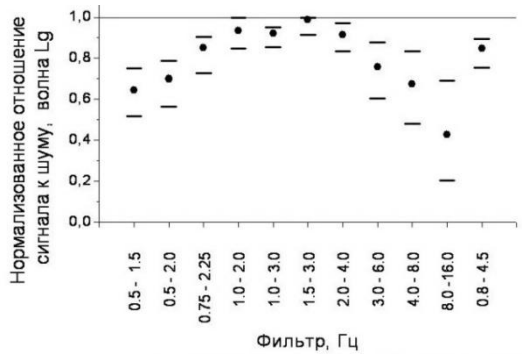
Рисунок 6. Волна Sn. Усредненные результаты определения параметров при различных частотных фильтрах

Прямая S волна

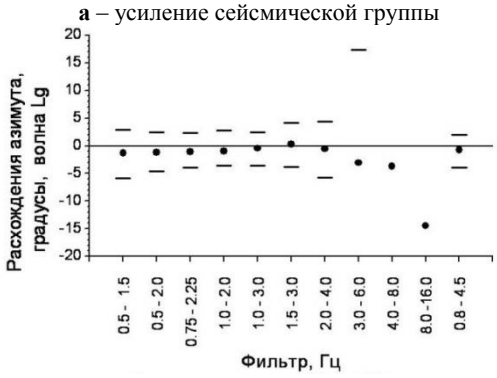
Проанализировано 25 выделенных локальных прямых волн S. На рисунке 8 приведены медианные значения и 25- и 75- процентили измерения усиления группы (рисунок 8а), отношения сигнала к шуму (рисунок 8б) и расхождений азимута (рисунок 8в) при применении различных фильтров для вступлений волны S.



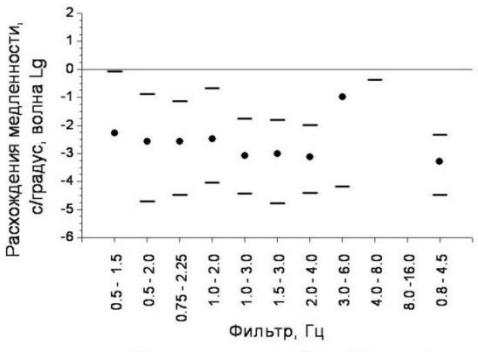
а – усиление сейсмической группы



б – отношение сигнала к шуму



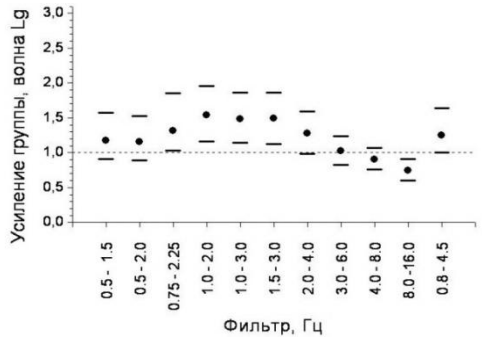
в – азимут



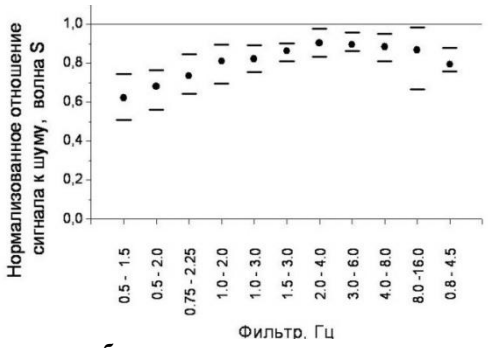
г – медленность

Условные обозначения – на рисунке 2

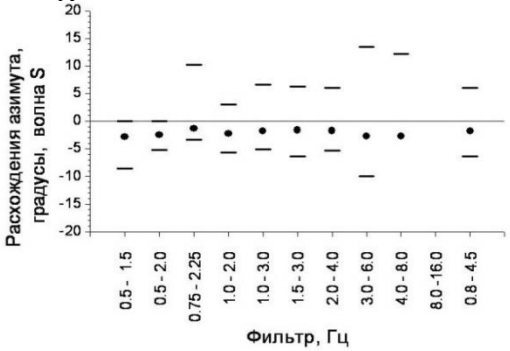
Рисунок 7. Волна Lg. Усредненные результаты определения параметров при различных частотных фильтрах



а – усиление сейсмической группы



б – отношение сигнала к шуму

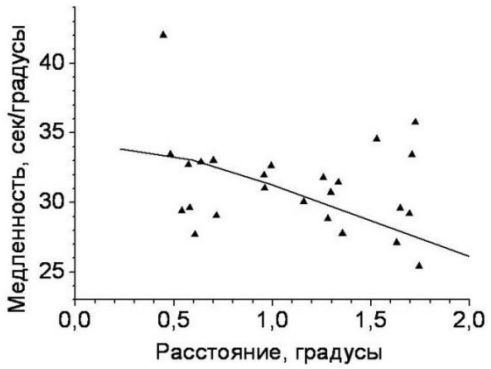


в – азимут

Условные обозначения – на рисунке 2

Рисунок 8. Волна S. Усредненные результаты определения параметров при различных частотных фильтрах

Наилучшее усиление наблюдается при фильтре (1.0 – 2.0) Гц. С отношением сигнала к шуму картина более сложная. Здесь затруднительно выделить один лучший фильтр, отношение сигнала к шуму остается довольно высоким при разных фильтрах. Однако при обработке записи этой волны можно рекомендовать в качестве предпочтительного фильтр (1.0 – 2.0)Гц. В результатах определения азимута (рисунок 8в) наблюдается большой разброс значений, но медианные значения лишь немного меньше 0. Поскольку, также как и для прямой P- волны, для S- волны наблюдаемые значения медленности существенно зависят от расстояния, вместо усредненных расхождений медленности на рисунке 9 приведена зависимость медленности волны S от расстояния.



Значения медленности: треугольник - экспериментальное; линия - теоретическое (согласно годографу IASPEI)

Рисунок 9. Зависимость значений медленности волны P от расстояния

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ представительного объема экспериментальных данных позволил выбрать оптимальные фильтры для эффективной обработки региональных событий, регистрируемых сейсмической группы Маканчи. В таблице приведены сводные данные о фильтрах, при которых получаются наилучшее усиление группы и наилучшее отношение сигнала к шуму отдельно для каждой из фаз Pn, Pg, Sn, Lg, а также медианные значения расхождений азимута и медленности, получаемые при использовании этих фильтров.

В целом, можно сделать вывод, что для сейсмической группы Маканчи наблюдаются весьма незначительные систематические отклонения при определении азимута с использованием всех исследованных фаз. Это говорит о том, что при обработке событий аналитик может доверять наблюдаемым значениям азимута. Для волн Pg и Lg имеют место значительные систематические отрицательные отклонения медленности - примерно 2.5 с/град. Этот факт следует принимать во внимание при идентификации фаз на записях сейсмических событий.

Результаты анализа и выбора оптимальных частотных фильтров используются в процессе обработки данных мониторинга станции Маканчи при составлении регионального сейсмологического бюллетеня в ЦСОССИ Института геофизических исследования НЯЦ РК.

Таблица. Сейсмическая группа Маканчи. Оптимальные фильтры для обработки данных мониторинга и соответствующие им расхождения азимута (Δaz) и медленности (Δslow)

Фаза	Наилучшее усиление группы			Наилучшее отношение сигнала к шуму		
	Фильтр, Гц	Δaz, градусы	Δslow, с/град.	Фильтр, Гц	Δaz, градусы	Δslow, с/град.
Pn	2.0 – 4.0	-2.5	0.32	2.0 – 4.0	-2.5	0.32
Pg	1.5 – 3.0	-2.55	-3.05	1.5 – 3.0	-2.55	-3.05
Sn	1.0 – 2.0	-2.11	-1.56	1.5 – 3.0	-2.87	-1.16
Lg	1.0 – 2.0	-0.99	-2.48	1.0 – 2.0	-0.99	-2.48

ЛИТЕРАТУРА

1. Mykkeltveit, S. Application of Regional Arrays in Seismic Verification Research / S. Mykkeltveit [et al] // Bull. Seism. Soc. Am, 1990. - V. 80, No 6 – P. 1777 - 1800.
2. Михайлова, Н.Н. Калибровочная функция s(d) для определения MPVA землетрясений Северного Тянь-Шаня. Комплексные исследования на Алма-Атинском прогностическом полигоне / Н.Н. Михайлова, Н.П. Неверова. – Алма-Ата: Наука, 1986. – С. 41 – 47.
3. Capon, J High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. / J Capon. // Proceedings of the IEEE 1969. – 57 (8) – P. 1408 – 1418.
4. Bormann,. P IASPEI New Manual of Seismological Observatory Practice (NMSOP) / P Bormann // Volume 1, Chapter 9, Ed. P. Bormann, GeoForschungsZentrum Potsdam, 2002.
5. Kennett, BLN IASPEI 1991 Seismological Tables / Kennett B(ed) //. Research School of Earth Sciences, 1991. - Australian National University, Canberra.

АУМАҚТЫҚ ОҚИҒАЛАРЫН ТАЛДАУЫНДА МАҚАНШЫ СЕЙСМИКАЛЫҚ ТОБЫ ҮШІН ОҢТАЙЛЫ ЖИІЛІКТІК СҮЗГІШТЕРІН ТАҢДАУ ТУРАЛЫ

Синёва З.И.

ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Мақаншы сейсмикалық тобы тіркейтін P тура толқынның, S тура толқынның Pn, Pg, Sn, Lg, аумақтық сейсмкалық фазаларының жиілік сипаттамаларын талдауы жүргізілген. Әр фазалар үшін сүзгіштері анықталған, оларда тобы сигналдарды ең жақсы күшейтуі мен сигналдың шуға ең жақсы қатынасына жетуіне болады. Әр түрлі сүзгіштерін қолдануында азимутальдық айырмашылықтары мен баяулықтың айырмашылықтарының орта мәндері бағаланған. Алынған нәтижелері ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институтының АСАЖӨО-да (Арнаулы сейсмикалық ақпаратын жинау және өңдеу орталығында) мониторингі деректерін өңдеу процессінде және аумақтық сейсмологиялық бюллетеньдерін құрастыруында белсенді пайдалануда.

ON THE SELECTION OF OPTIMAL FILTERS DURING ANALYSIS OF REGIONAL EVENTS ON THE MAKANCHI SEISMIC ARRAY

Z.I. Sinyova

Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The analysis of spectral characteristics of the regional seismic phases Pn, Pg, Sn, Lg, local P, and local S recorded by Makanchi seismic array was made. The filters, producing the best array gain and the highest signal to noise ratio were determined. The median values of the azimuth and slowness residuals for the different filters were estimated. The results of the study are actively exploited during processing of monitoring data and compilation of the regional seismological bulletin in the Data Center (Center for Acquisition and Processing of the Special Seismic Information) of the Institute of Geophysical Research of NNC RK.

СПИСОК АВТОРОВ

Алейников Ю.В., 36
Аринкин Ф.М., 5
Бекмухамбетов Е.С., 5
Гизатулин Ш.Х., 5
Епифанова И.Э., 73
Жакпаров Р.К., 32
Зейлик Б.С., 82
Игнашев В.И., 42, 50
Избасханова А.Т., 36, 42, 50
Кенжин Е.А., 36, 42, 50
Копничев Ю.Ф., 93, 100, 111
Кунакова О.К., 111
Мукушева М.К., 73
Мурзадилов Т.Д., 82
Панов А.В., 73
Пивоваров С.П., 32
Прозорова И.В., 36
Романова Н.К., 5
Рухин А.Б., 32
Синёва З.И., 116, 123
Соколова И.Н., 93, 100, 111
Спиридонов С.И., 73
Хасенов М.У., 55, 64
Цай К.В., 12
Чакров П.В., 5

ТРЕБОВАНИЯ К ОФОРМЛЕНИЮ СТАТЕЙ

Статьи предоставляются в виде электронной (на гибком диске или по электронной почте присоединенным (attachment) файлом) в формате MS WORD и печатной копии.

Текст печатается на листах формата А4 (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 подрисуночных 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.

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, города и страны местонахождения организации, 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 А4. 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, *.pcx, *.dxf 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);
- на отдельном листе автор сообщает сведения о себе: фамилия, имя, отчество, ученая степень, должность, кафедра и указывает служебный и домашний телефоны, адрес электронной почты.

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 д.т.н. М.К. Мукушева
тел. (722-51) 2-33-35, E-mail: MUKUSHEVA@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», 2001.

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.