

ISSN 1729-7516

Вестник НЯЦ РК

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

ВЫПУСК 1(25), МАРТ 2006

Издается с января 2000 г.

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: к.х.н. АРТЕМЬЕВ О.И., 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**,
д.г.-м.н. ЕРГАЛИЕВ Г.Х., к.б.н. КАДЫРОВА Н.Ж., к.ф.-м.н. КЕНЖИН Е.А.,
КОНОВАЛОВ В.Е., д.ф.-м.н. МИХАЙЛОВА Н.Н., к.ф.-м.н. МУКУШЕВА М.К.,
д.б.н. ПАНИН М.С., к.г.-м.н. ПОДГОРНАЯ Л.Е., к.ф.-м.н. СОЛОДУХИН В.П.
д.ф.-м.н. ТАКИБАЕВ Ж.С. – **заместитель главного редактора**, к.т.н. ТУХВАТУЛИН Ш.Т.

ҚР ҰЯО Жаршысы

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҰЛТТЫҚ ЯДРОЛЫҚ ОРТАЛЫҒЫНЫҢ
МЕРЗІМДІК ҒЫЛЫМИ-ТЕХНИКАЛЫҚ ЖУРНАЛЫ

1(25) ШЫҒАРЫМ, НАУРЫЗ, 2006 ЖЫЛ

NNC RK Bulletin

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

ISSUE 1(25), MARCH 2006

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. В настоящее время редакция располагает возможностью быстрой публикации статей.

СОДЕРЖАНИЕ

АНАЛИЗ УПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ ДЕЙТЕРИЯ И ^3He НА ЯДРЕ ^{10}B	4
Бактыбаев М.К., Буртебаев Н., Буртебаева Д.Т., Дуйсебаев Б.А., Журынбаева Г.С., Исабекова Г.С., Павлова Н.Н., Сахиев С.К., Сагиндыков Ш.Ш., Сатпаев Н.К., Артемов С.В., Бажажин А.Г., Караходжаев А.	
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, ПЛАНИРУЕМЫЕ НА УСКОРИТЕЛЕ ДЦ-60 ЕВРАЗИЙСКОГО УНИВЕРСИТЕТА им. Л.Н. ГУМИЛЕВА.....	8
Кадыржанов К.К., Буртебаев Н., Дуйсебаев А., Сакута С.Б., Сахиев С.К., Ибраева Е.Т., Пеньков М.Ф., Дуйсебаев Б.А., Буртебаева Д.Т.	
ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВА СЛОЖНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ НА ХРОМАТОГРАФЕ "ЦВЕТ-800"	17
Мустафин Р.Н., Абдигамитова А.А., Дерявко И.И.	
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПУХАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ СТАЛИ 12X18N10Т РЕАКТОРА БН-350	22
Ганеев Г.З., Сарсембинов Ш.Ш., Азралиев А.Б.	
УЧЕТ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА ПРИ РАСЧЕТАХ РАДИАЦИОННОЙ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ СЕГРЕГАЦИИ.....	26
Ганеев Г.З., Карпиков А.Н., Туркебаев Т.Э.	
ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВРЕМЕНИ ПОСТ-РАДИАЦИОННОЙ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ВЫДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ФАЗ В ОБЛУЧЕННОЙ НЕЙТРОНАМИ СТАЛИ 12X18N9Т	31
Цай К.В., Максимкин О.П., Турубарова Л.Г., Чакров П.В.	
ОСОБЕННОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ АРМКО-ЖЕЛЕЗА, ОБЛУЧЕННОГО НЕЙТРОНАМИ	39
Максимкин О.П., Гусев М.Н., Цай К.В., Токтогулова Д.А., Осипов И.С.	
РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ПОВЕДЕНИЯ ^{137}Cs В СИСТЕМЕ ПОЧВА-РАСТЕНИЯ НА ТЕРРИТОРИИ, ПРИЛЕГАЮЩЕЙ К ТЕХНИЧЕСКОЙ ПЛОЩАДКЕ «БАЛАПАН»	47
Мукушева М.К., Спиридонов С.И., Гонтаренко И.А.	
ОПЫТ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЫСОКОТОЧНОЙ СКВАЖИННОЙ ТЕРМОМЕТРИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПОСТВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ НА УЧАСТКАХ ПРОВЕДЕНИЯ ПОДЗЕМНЫХ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ.....	54
Попов В.Б.	
ВОЗМОЖНОСТИ ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ УСТАНОВОК СО СТАЦИОНАРНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ ПРИ МОНИТОРИНГЕ ГЕОДИНАМИЧЕСКИХ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ	60
Дроздов А.В., Максимов Е.М., Мариненко В.А., Стромов В.М., Шевченко В.П.	
ПРИМЕНЕНИЕ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ ПРИ ВЫДЕЛЕНИИ ЗОН ДИНАМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОДЗЕМНОГО ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА В ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЕ НА ПРИМЕРЕ УЧАСТКА БАЛАПАН.....	67
Шайторов В.Н., Кислый Б.И., Жолдыбаев А.К., Русинова Л.А., Казаков Е.Н., Тореев В.Ю.	

УДК 539.17

АНАЛИЗ УПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ ДЕЙТЕРИЯ И ^3He НА ЯДРЕ ^{10}B

¹Бактыбаев М.К., ¹Буртебаев Н., ¹Буртебаева Д.Т., ¹Дуйсебаев Б.А., ¹Журынбаева Г.С., ¹Исабекова Г.С.,
¹Павлова Н.Н., ¹Сахиев С.К., ¹Сагиндыков Ш.Ш., ¹Сатпаев Н.К., ²Артемов С.В., ²Бажажин А.Г., ²Караходжаев А.

¹Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

²Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан

На циклотроне У – 150М ИЯФ НЯЦ РК измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния $^{10}\text{B}(^3\text{He}, ^3\text{He})$ и $^{10}\text{B}(\text{d}, \text{d})$ при энергии $E_{^3\text{He}} = 34$ МэВ в диапазоне углов от 14° до 73° с шагом 2° и энергии дейтронов $E_{\text{d}} = 25$ МэВ в диапазоне углов от 4° до 160° с шагом 5° . Получена систематика оптимальных параметров оптических потенциалов для упругого рассеяния $^{10}\text{B}(^3\text{He}, ^3\text{He})$ и $^{10}\text{B}(\text{d}, \text{d})$ в диапазоне энергий $E_{^3\text{He}} = 10 \div 41$ МэВ и $E_{\text{d}} = 11,8 \div 28$ МэВ, соответственно.

ВВЕДЕНИЕ

Общей проблемой теоретической интерпретации экспериментальных данных является неоднозначность выходных данных используемых феноменологических моделей, в частности, параметров оптических потенциалов, спектроскопических характеристик ядер, которые могут быть связаны с недостаточным пониманием механизма исследуемых реакций. Из этого вытекает необходимость сбора, классификации и тестирования всей имеющейся в литературе информации по параметрам взаимодействия интересующих нас реакций. Поэтому изучение разного типа реакций и рассеяния на одних и тех же ядрах при заданной энергии увеличивает информацию и уменьшает неопределенность теоретических моделей.

Так как изучение упругого рассеяния является одним из основных источников получения данных о ядерных потенциалах, которые используются для вычисления волновых функций, описывающих относительное движение сталкивающихся частиц, нами был проведен анализ взаимодействия d и ^3He на ^{10}B в широком диапазоне энергий, который позволил извлечь из экспериментальных данных оптимальные параметры потенциалов. Эта информация в дальнейшем необходима для проведения расчетов сечений различных ядерных реакций.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные угловые распределения упругого рассеяния дейтронов и ионов ^3He на ядрах ^{10}B измерены на выведенных пучках изохронного циклотрона У-150М Института ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан при энергиях $E_{\text{d}} = 25$ МэВ и $E_{^3\text{He}} = 34$ МэВ, соответственно.

В качестве мишени использовались металлические фольги из изотопа бора, толщины которых определялись взвешиванием, а также по потерям энергии α -частиц радиоактивного источника ^{241}Am , ^{243}Am , ^{244}Cm и ^{239}Pu с точностью (6-9)%. Рабочая толщина мишеней варьировались в пределах от 0,1 до 0,2 мг/см² в зависимости от энергии налетающих частиц. Регистрация и идентификация рассеянных дейтронов и ионов ^3He осуществлялась стандартной ДЕ-Е методикой со спектрометром на основе крем-

ниевого полупроводникового детектора фирмы ORTEC. Величина тока на мишени изменялась в зависимости от угла регистрации в пределах от нескольких единиц до 200 пА.

Угловые распределения дифференциальных сечений упругого рассеяния ионов ^3He измерялись в диапазоне углов $\theta_{\text{лаб}} = 14^\circ - 73^\circ$ с шагом 2° . Аналогичные измерения были выполнены для дейтронов в интервале углов от 4° до 160° с шагом 5° . Энергетическое разрешение детектора при малых углах находилось в пределах (300-400) кэВ, а при больших - в пределах (400-500) кэВ и определялось, в основном, разбросом энергии в пучке циклотрона и толщиной мишени. Систематическая погрешность в сечениях связана с неопределенностью толщины мишени (6-9)%, телесного угла спектрометра (1%), калибровки интегратора тока и не превышала 10%. Статистическая ошибка анализируемых данных составляет (1-5)% и только в отдельных случаях в минимумах сечения на больших углах достигала (6-15)%.

На рисунках 1 и 2 представлены экспериментальные угловые распределения дифференциальных сечений упругого рассеяния d и ^3He на ядре ^{10}B при вышеуказанных энергиях.

Для упругого рассеяния $^{10}\text{B}(\text{d}, \text{d})$ наблюдается подъем под обратными углами. Очевидно, что сказывается влияние кластерной структуры ядра ^{10}B , в котором ядро представляется состоящим из трех ($\alpha + \alpha + \text{d}$) фрагментов, которым приписываются свойства частиц в свободном состоянии.

Отметим, что нами ранее предпринимались попытки описания ядер ^{10}B и ^{11}B в трехкластерных $\alpha + \alpha + \text{d}$ и $\alpha + \alpha + \text{t}$ моделях [1]. Так, например, применение полученной трехчастичной $\alpha + \alpha + \text{t}$ волновой функции для построения кластерного фолдинг потенциала $\alpha - ^{11}\text{B}$ удовлетворительно описывало соответствующее упругое рассеяние [2]. Дифракционная картина в угловых распределениях упругого рассеяния дейтронов и ионов ^3He наиболее четко проявляется в передней полусфере, а наблюдаемый заметный подъем сечения в области больших углов по всей вероятности связано именно с кластерной структурой ядра ^{10}B .

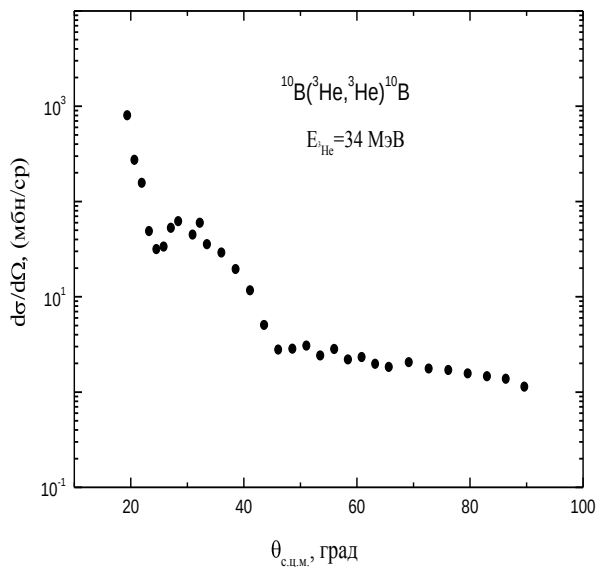


Рисунок 1. Угловое распределение дифференциальных сечений упругого рассеяния ^3He на ядре ^{10}B

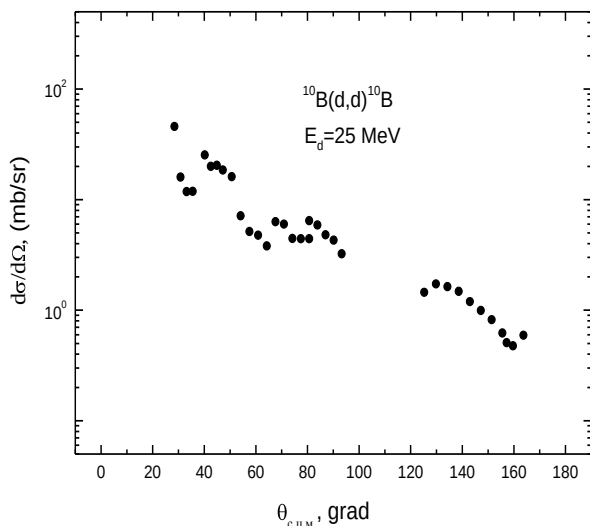


Рисунок 2. Угловое распределение дифференциальных сечений упругого рассеяния d на ядре ^{10}B

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Данные по упругому рассеянию анализировались в рамках стандартной оптической модели ядра, в которой влияние неупругих каналов учитывается феноменологическим введением мнимой поглощающей части в потенциал взаимодействия между сталкивающимися ядрами. В рамках этой модели упругое рассеяние описывается комплексным потенциалом взаимодействия с радиальной зависимостью в форме Вудс-Саксона:

$$U(r) = -V_f \chi_f - i[W_f \chi_w] + V_C(r),$$

где $f \chi_i = 1 + \exp(\chi_i)^{-1}$, $\chi_i = r - R_i / a_i$, $R_i = r_i A^{1/3}$, $V_C(r)$ – кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы радиусом $R = 1,28 A^{1/3}$ фм.

Параметры оптических потенциалов (ОП) подбирались таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия между теоретическими и экспериментальными угловыми распределениями. Автоматический поиск оптимальных параметров ОП производился путем минимизации величины χ^2/N .

Выполнен анализ и систематика литературных данных по упругому рассеянию $^{10}\text{B}-^3\text{He}$ в диапазоне энергии $E=10 \div 41$ МэВ [3-5] и $^{10}\text{B}-d$ при $E=11.8 \div 28$ МэВ [6-8] для отбора оптимальных параметров оптических потенциалов. Анализ данных показал, что наиболее корректным является радиус $r_V = 1,15$ Фм, который в дальнейшем фиксировался, и на его основе проводились расчеты остальных параметров ОП. Полученные в таком подходе параметры потенциалов взаимодействия приведены в таблицах 1-2.

Литературные данные [3-8] по упругому рассеянию дейтронов и ионов гелия ^3He на исследуемом ядре были рассчитаны с помощью полученных ОП, которые удовлетворительно описали экспериментальные данные (за исключением данных при $E=15$ МэВ, при которой для $\theta > 120^\circ$, теоретическое и экспериментальные сечения находятся в противофазе).

Результаты описания экспериментальных данных по упругому рассеянию изотопов водорода и ионов ^3He на исследуемом ядре представлены на рисунках 3 и 4.

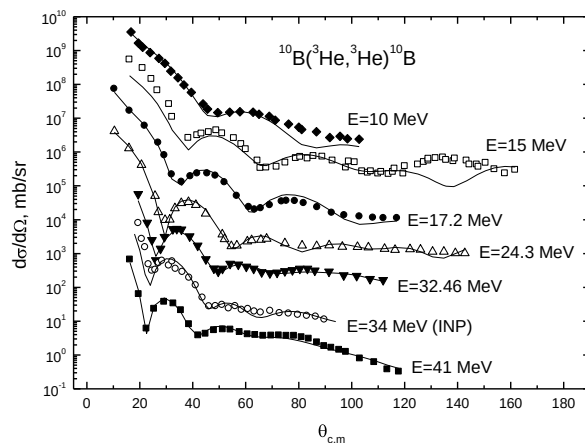


Рисунок 3. Угловые распределения дифференциальных сечений упругого $^{10}\text{B}(^3\text{He}, ^3\text{He})$ рассеяния. Точки при $E=34$ МэВ – наши экспериментальные данные; при $E=10 \div 41$ МэВ литературные экспериментальные данные из работ [3-5]. Кривые – теоретический анализ с параметрами ОП из таблицы 1.

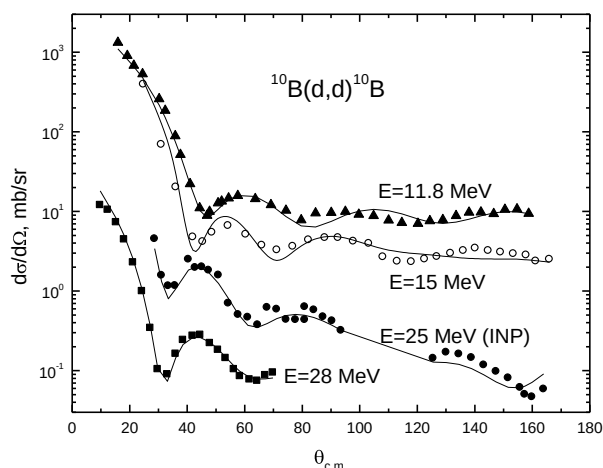


Рисунок 4. Угловые распределения дифференциальных сечений упругого $^{10}\text{B}(\text{d},\text{d})$ рассеяния. Точки при энергии $E=25$ МэВ – наши экспериментальные данные; при энергиях $E=11,8 \pm 28$ МэВ литературные экспериментальные данные из работ [6-8]. Кривые – теоретический анализ с поверхностным потенциалом ОП из таблицы 2

Таблица 1. Параметры оптического потенциала для упругого рассеяния $^{10}\text{B}(^3\text{He},^3\text{He})$

E, МэВ	V_R , МэВ	r_R , фм	a_R , фм	W_V , МэВ	W_D , МэВ	r_1 , фм	a_1 , фм	Эксп. данн.
10.0	132.33	1.15	0.74		6.51	1.22	0.8	[3]
15.0	120.068	1.15	0.80		9.014	1.22	0.8	[3]
17.2	126.62	1.15	0.79		11.97	1.22	0.8	[4]
24.3	97.21	1.15	0.83	23.36		1.22	0.8	[4]
32.46	105.71	1.15	0.78	24.13		1.22	0.8	[4]
34.00	105.71	1.15	0.78	24.13		1.22	0.8	Наст. Раб.
41.0	105.54	1.15	0.81	24.79		1.22	0.8	[5]

Таблица 2. Параметры оптического потенциала для упругого рассеяния $^{10}\text{B}(\text{d},\text{d})^{10}\text{B}$

E, МэВ	V_R , МэВ	r_R , фм	a_R , фм	W_S , МэВ	r_{WS} , фм	a_{WS} , фм	V_{SO} , МэВ	r_{SO} , фм	a_{SO} , фм	Эксп. данн.
11.0	67.801	1.11	0.809	3.88	1.37	0.96	4.96	1.11	0.809	[6]
15.0	80.157	1.11	0.809	6.084	1.37	0.96	5.98	1.11	0.809	[7]
25.0	83.58	1.11	0.646	6.82	1.37	0.96	6.09	1.11	0.809	Наст. раб.
28.0	87.98	1.11	0.611	5.09	1.37	0.96	6.00	1.11	0.809	[8]

ВЫВОДЫ

Экспериментальные угловые распределения упругого рассеяния дейтронов и ^3He на ядрах ^{10}B измерены на выведенных пучках изохронного циклотрона У-150М при энергиях $E_d = 25$ МэВ и $E_{^3\text{He}} = 34$ МэВ. Угловые распределения упругого рассеяния ионов гелия ^3He в измерялись в диапазоне углов $\theta_{\text{лаб}} = 14^\circ - 73^\circ$ с шагом 2° , для дейтронов - в интервале углов от 4° до 160° с шагом 5° .

Найдены оптимальные параметры потенциалов упругого рассеяния дейтронов и ионов ^3He на ядре ^{10}B , корректно описывающие дифференциальные сечения в угловом диапазоне до 120° . Для объясне-

ния подъема сечения в упругом рассеянии дейтронов в области больших углов скорее всего необходимо учет вклада механизма обмена кластеров.

Найденные параметры потенциалов в дальнейшем будут использованы при расчете реакции $^{10}\text{B}(^3\text{He},\text{d})^{11}\text{C}$, которая в свою очередь необходима для исследования реакции радиационного захвата $^{10}\text{B}(p,\gamma)^{11}\text{C}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жусупов М.А., Сахиев С.К., Сагиндыков Ш.Ш. Трехкластерные модели легких ядер с $A=8, 10$ и 11 // Материалы 2-ой международной конференции «Ядерная и Радиационная физика», Алматы, 7-10 июня, 1999г., Том 1, стр. 95-102.
2. Sakhiev S.K., Burtebaev N., Baktybaev M.K., Duysebaev B.A., Sagindykov Sh.Sh. // Abstracts: The third international conference "Modern problems of nuclear physics", Bukhara 23-27 August 1999, p. 134
3. Duggan J.L et al. ^3He Elastic Scattering from ^{10}B and ^{14}C in the Range 4 to 18 MeV // Nucl.Phys., -1970. – V. A151. - P. 107-119.
4. Buffa A.J. and Brussel M.K. Elastic Scattering of ^3He from ^9Be , ^{10}B , ^{11}B , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg and ^{27}Al // Nucl.Phys., - 1972. - V. A195, - P.545-558.
5. Trost . H.J. et.al. Mass Dependence of ^3He Optical Potentials and Volume Integrals in the Range from Light to Medium Weight Nuclei: Selection of a 'Physical' Potential Family // Nucl.Phys. -1980. -V.A337. – P.388.

6. Fitz W. et al. Scattering and Pick-up Reactions with Deuterons on Be, B, C, N and O at 11.8 MeV // Nucl.Phys., -1967. – V. A101, - P.449.
7. Busch C.E. et al. The Cross Section and vector Analyzing Power for the Elastic Scattering of 15.0 MeV // Nucl. Phys. -1974.– V.A223. -P.183.
8. Gaillard M. et al. Comparaison des Reactions (d, ^3He) et (d,t) sur Quelques Noyaux N=Z // Nucl. Phys. -1968. –V.A119, -P.161.

^3He МЕН ДЕЙТЕРИЙДІҢ ^{10}B ЯДРОСЫНДА ШАШЫРАУЫНЫҢ ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ҚИМАЛАРЫ ЖӘНЕ СЕРПІМДІ ӘРЕКЕТТЕСУІНІҢ АНАЛИЗІ

¹Бактыбаев М.К., ¹Буртебаев Н., ¹Буртебаева Д.Т., ¹Дуйсебаев Б.А., ¹Жұрынбаева Г.С., ¹Исабекова Г.С.,
¹Павлова Н.Н., ¹Сахиев С.К., ¹Сагиндыков Ш.Ш., ¹Сатпаев Н.К., ²Артемов С.В., ²Бажажин А.Г., ²Караходжаев А.

¹ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

²ӨР ҒА Ядролық физика институты, Өзбекстан

У-150М циклотранында 14° пен 73° градус аралығында 2° қадаммен $E_{^3\text{He}} = 34$ МэВ энергиядағы $^{10}\text{B}(^3\text{He}, ^3\text{He})$ және $E_d = 25$ МэВ энергиядағы 4° пен 160° аралығында $^{10}\text{B}(d,d)$ серпімді шашыраулардың дифференциалдық қималары өлшенді. $E = 10 \div 41$ МэВ энергия аралығында $^{10}\text{B}(^3\text{He}, ^3\text{He})$ және $E = 11.8 \div 28$ МэВ энергия аралығында $^{10}\text{B}(d,d)$ серпімді шашыраулар үшін оптикалық потенциалдардың оптималды параметрлерін іздеу систематикасы жасалынды.

DIFFERENTIAL CROSS-SECTION OF SCATTERING OF D AND ^3He FROM ^{10}B NUCLEUS AND THE ANALYSIS OF ELASTIC INTERACTION

¹Baktybayev M.K., ¹Burtebayev N., ¹Burtebayeva D.T., ¹Duysebayev B.A., ¹Zhurinbayeva G.S., ¹Issabekova G.S.,
¹Pavlova N.N., ¹Sahiyev S.K., ¹Sagindikov Sh.Sh., ¹Satpayev N.K., ²Artemov S.V., ²Bazhazhin A.G., ²Karahodzhayev A.

¹Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

²Institute of nuclear physics Academy of Science of Republic of Uzbekistan

On the cyclotron U - 150M there were conducted the measurements of differential cross sections of elastic scattering $^{10}\text{B}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{10}\text{B}$ at energy $E_{^3\text{He}} = 34$ MeV and angles from 14° up to 73° by step 20. The cross sections of elastic scattering of $^{10}\text{B}(d,d)^{10}\text{B}$ were measured at angles from 4° up to 160° by step 50 at energy of deuterons $E = 25$ MeV. There was made a systematization on selection of optimal parameters of optical potentials for elastic scattering of $^{10}\text{B}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{10}\text{B}$ in the energy range $E = 10 \div 41$ MeV and $^{10}\text{B}(d,d)^{10}\text{B}$ at $E = 11.8 \div 28$ MeV.

УДК 539.17

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, ПЛАНИРУЕМЫЕ НА УСКОРИТЕЛЕ ДЦ-60 ЕВРАЗИЙСКОГО УНИВЕРСИТЕТА им. Л.Н. ГУМИЛЕВА

¹Кадыржанов К.К., ¹Буртебаев Н., ¹Дуйсебаев А., ²Сакута С.Б.,
¹Сахиев С.К., ¹Ибраева Е.Т., ¹Пеньков М.Ф., ¹Дуйсебаев Б.А., ¹Буртебаева Д.Т.

¹Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан,
²Российский Научный Центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

Создание в Евразийском Национальном университете им. Л.Н.Гумилева междисциплинарного научно-исследовательского комплекса на базе ускорителя тяжелых ионов ДЦ-60 открывает широкие возможности для решения фундаментальных задач на стыке атомной и ядерной физики, в том числе, проведения исследований взаимодействия ядер при низких энергиях. Из анализа сечений упругого и квазиупругих процессов будет получена наиболее точная информация о межъядерном потенциале на больших расстояниях. Прямые измерения сечений ядерных реакций дадут возможность проверки различных вариантов астрофизических теорий.

ВВЕДЕНИЕ

Создание в Евразийском Национальном университете им. Л.Н.Гумилева междисциплинарного научно-исследовательского комплекса [1] на базе ускорителя тяжелых ионов ДЦ-60 создает благоприятные условия формирования научной среды для постановки и решения фундаментальных задач на стыке атомной и ядерной физики.

Ускоритель тяжелых ионов Евразийского университета наряду с развитием профессионального высшего образования и наукоемких ядерных технологий [1], может с успехом использоваться в научных исследованиях, как в области радиационной физики твердого тела, так и в области фундаментальной ядерной физики.

При интенсивности пучка ускоренных ионов в несколько десятков микроампер и разрешении менее процента по энергии в диапазоне 0.4-1.7 МэВ/нуклон взаимодействие сравнительно легких ядер, таких как углерод и кальций, будет происходить вблизи или ниже кулоновского барьера. Кулоновское отталкивание препятствует глубокому перекрытию сталкивающихся ядер, взаимодействие носит, в основном, поверхностный характер и определяется поведением межъядерного потенциала на расстояниях порядка суммы радиусов сталкивающихся систем. В этих условиях помимо упругого рассеяния доминируют квазиупругие процессы, приводящие к состояниям сравнительно простой структуры без глубокой перестройки ядерных систем. Это могут быть как вращательные и колебательные состояния, возбуждающиеся в неупругом рассеянии, так и одночастичные и кластерные состояния, заселяемые в реакциях передачи нуклонов или кластеров.

Чрезвычайная привлекательность исследования взаимодействия ядер при низких энергиях связана с тем, что из анализа сечений упругого и квазиупругих процессов может быть получена наиболее точная информация о межъядерном потенциале на больших расстояниях, от значения которого в этой

области сильно зависят скорости ядерных реакций, протекающих как в высокотемпературной плазме, так и в звездах. Помимо этого прямые измерения сечений ядерных реакций дают возможность проверки различных вариантов астрофизических теорий распространенности химических элементов. Так, объяснение содержания изотопов элементов Li, B, C, N и т.д. в солнечной системе напрямую связано с пониманием процессов ядерного синтеза на ранних этапах «Большого Взрыва». Решение этого вопроса невозможно без надежных данных о поперечных сечениях ядерных реакций (p, γ) и (α, γ) на легчайших ядрах, проходящих при очень низких энергиях, соответствующих $T \sim 10^7$ К.

Проблема стабильности ядер, состоящих только из нейтронов, является объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Трудности теории в том, что современных знаний о нуклон-нуклонном взаимодействии явно недостаточно для надежных предсказаний энергий связи мультинейтронов. Как следствие, теоретические расчеты крайне противоречивы и не дают убедительных аргументов ни за, ни против существования легких нейтронных ядер. Решение проблемы может дать только эксперимент.

Исходя из этого на циклотроне ДЦ-60 планируется проведение следующих работ:

1. Исследование упругого и неупругого рассеяния углерода, азота и кислорода на ядрах-мишенях с возбуждением их низколежащих состояний.

2. Исследование кулоновской диссоциации ядер ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ и ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ при их взаимодействии с тяжелыми ядрами.

3. Измерение сечений реакции слияния ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ при энергиях ниже кулоновского барьера.

4. Измерение функций возбуждения резонансного рассеяния углерода, азота, кислорода на легких ядрах методом обратной геометрии.

5. Прецизионные измерения дифференциальных поперечных сечений подбарьерной передачи заряженной частицы для реакций типа ($\text{N}^{14}, \text{C}^{13}$).

6. Сечения образования нейтронного кластера ^8n в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca} + ^8\text{n}$.

Указанные исследования потребуют разработки и создания специальных экспериментальных методик, позволяющих проводить прецизионные измерения дифференциальных сечений реакций в подбарьерной области энергий, создания специфических камер рассеяния, систем охлаждения мишеней и измерения тока пучка. При регистрации γ -квантов и заряженных частиц будут использоваться Ge(Li), кремниевые стриповые и другие позиционно-чувствительные детекторы. Для совершенствования теоретических методов потребуется модифицировать метод искаженных волн для расчетов с 3-х частичными волновыми функциями, с правильным учетом кулоновской динамики в процессах передачи заряженной частицы.

1. АКТУАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

1.1. Упругое и неупругое рассеяние при околбарьерных энергиях. Кулон-ядерная интерференция

Определение ядерного потенциала на больших расстояниях не всегда получается с достаточной точностью. Примером могут служить потенциалы взаимодействия ядер ^6Li с ^{28}Si и ^{40}Ca [2], приведенные на рисунке 1. Из них следует, что расхождение между двумя видами потенциалов наблюдается не только на малых, но и на больших расстояниях, в так называемой области ядерной стратосферы.

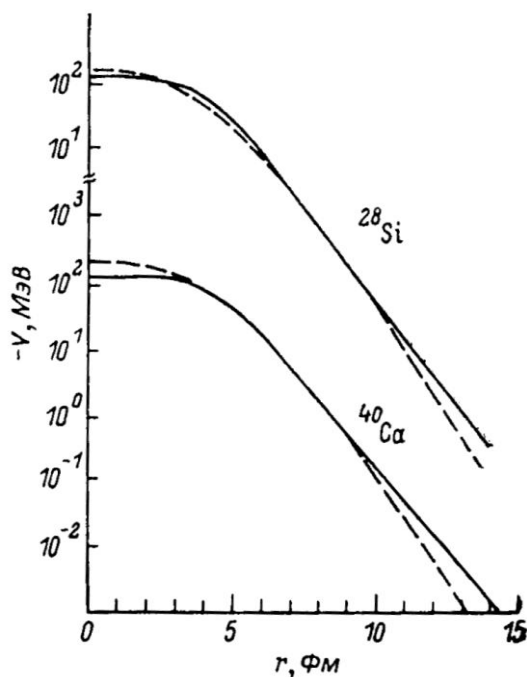


Рисунок 1. Сравнение реальных феноменологических потенциалов Вудса-Саксона (сплошные линии) с потенциалами свертки для ^{28}Si и ^{40}Ca [2]

В этой области кулоновские и ядерные силы близки по величине. В результате довольно чувствительным методом изучения межъядерного взаимодействия на периферии ядер оказывается наблюдение кулон-ядерной интерференции, которая должна проявляться как в упругом, так и в неупругом рассеянии. При околбарьерных энергиях характер угловых распределений будут определять эффекты кулоновской радуги. Суть явления состоит в том, что из-за разного знака кулоновского и ядерного поля возникает предельный угол отклонения, за которым в соответствии с представлениями классической механики частица не может рассеяться и сечение должно обратиться в нуль. Согласно квантовой механике частица все же может попасть в область тени, и на границе “света” и “тени” возникают максимумы и минимумы с последующим крутым экспоненциальным спадом. Существование экстремумов вызвано интерференцией ядерной и кулоновской траекторий, соответствующих разным прицельным параметрам.

Кулоновское взаимодействие убывает с расстоянием значительно медленнее ядерного, поэтому на малых углах рассеяния кулоновская амплитуда намного превышает ядерную и рассеяние совпадает с кулоновским. При увеличении угла рассеяния налетающая частица ближе подходит к ядру, вследствие чего ядерные амплитуды быстро возрастают, становясь сравнимыми с кулоновскими, что приводит к их интерференции. Максимумы и минимумы интерференционной картины будут наиболее выраженными вблизи критического кулоновского угла

$$\theta_c = 2 \arcsin(B_c / (2E - B_c)), \quad (1)$$

или в функциях возбуждения при энергиях около кулоновского барьера B_c .

Характер интерференции (положения и величины максимумов и минимумов) очень чувствителен к ядерному потенциалу взаимодействия на поверхности ядра, знание которого необходимо для понимания ядерных процессов в звездах.

Типичное поведение сечений упругого и неупругого рассеяния при околбарьерных энергиях показано на рисунке 2. Угловые распределения рассеяния ядер ^{12}C на ^{58}Ni при $E(^{12}\text{C})=46$ МэВ [3] имеют характерные особенности в области углов, соответствующих поверхностным соударениям, т.е. там, где сечение упругого рассеяния только начинает отклоняться от резерфордского. В этой области в упругом канале наблюдается максимум с последующим экспоненциальным спадом, в неупругом рассеянии он соответствует глубокому минимуму, за которым следует подъем, а затем снова спад.

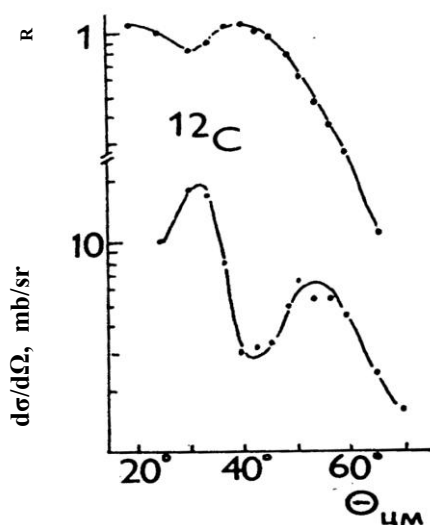


Рисунок 2. Угловые распределения упругого (вверху) и неупругого (внизу) рассеяния ядер ^{12}C при энергии 46 МэВ на ядрах ^{58}Ni с возбуждением состояния $E_x = 1,45 \text{ МэВ}(2^+)$. Кривые проведены по экспериментальным точкам. Для упругого рассеяния сечения даны в отношении к резерфордскому

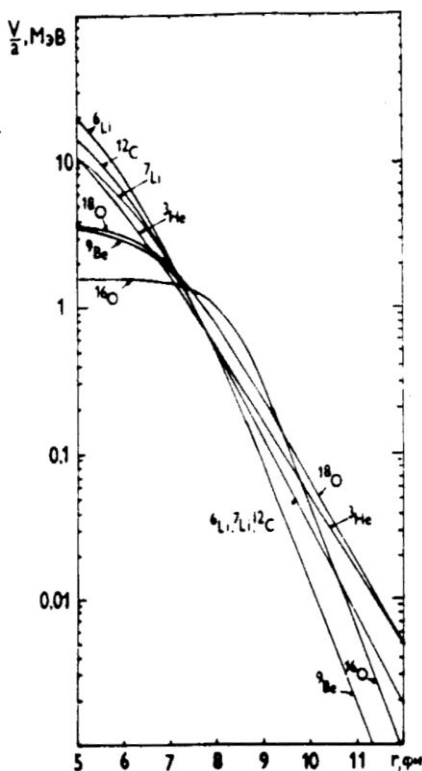


Рисунок 3. Потенциалы, отнесенные к числу нуклонов налетающей частицы, найденные из совместного анализа данных по упругому и неупругому рассеянию ионов ^3He , ^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{18}O на ядрах ^{58}Ni (потенциалы взяты из работ [3-6])

На рисунке 3 приведены отнесенные к числу нуклонов в налетающей частице радиальные зависимости реальной части потенциалов, полученные из анализа по оптической модели ядра, одновременно описывающего упругое и неупругое рассеяние для

различных ионов от ^3He до ^{18}O на ^{58}Ni при околобарьерных энергиях. Значение параметров потенциалов взяты из работ [3-6]. Видно, что все они имеют близкие значения в районе 7,5 фм ($V/A_p \sim 1 \text{ МэВ}$). Пропорциональность потенциала массе налетающего иона грубо прослеживается до расстояний 10-11 фм. В области $r < 7 \text{ фм}$ реальная часть потенциала плохо определяется из данных по рассеянию при околобарьерных энергиях, где значения V/A_p имеют значительный разброс.

При проведении экспериментов на ДЦ-60 представляет значительный интерес проследить поведение потенциала взаимодействия ядер ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O между собой и с более тяжелыми ядрами.

1.2. Кулоновская диссоциация ядер ^6Li и ^7Li

Прямое исследование протекающих в звездах процессов в лабораторных условиях сильно осложняется из-за экстремально низких сечений, обусловленных кулоновским барьером. Для получения данных, необходимых для астрофизических приложений, измеренные сечения приходится экстраполировать в область звездных температур, соответствующих энергиям $< 100 \text{ кэВ}$. Эта процедура не совсем надежна, если в области экстраполяции имеются неизвестные резонансы или существенные эффекты экранирования электронами атомных оболочек. Поэтому в настоящее время находят применение не прямые методы исследования идущих в звездах реакций.

Одним из примеров такого рода является диссоциация частицы в кулоновском поле ядер, которая дает необходимые фотоны, например, для протекания реакций $^6\text{Li}(\gamma, \alpha)d$ и $^7\text{Li}(\gamma, \alpha)t$. Поэтому кулоновская диссоциация является обратным процессом по отношению к очень важным для астрофизики реакциям радиационного захвата $\alpha(d, \gamma)^6\text{Li}$ и $\alpha(t, \gamma)^7\text{Li}$ и может использоваться для уточнения поведения астрофизического S-фактора в области малых относительных энергий $\alpha + d$ и $\alpha + t$. Сведения о нем крайне важны для объяснения причины большой распространенности ядер ^6Li и ^7Li в природе.

Кулоновская диссоциация может быть экспериментально изучена в рассеянии при подбарьерных энергиях [7], или при более высоких энергиях, при рассмотрении лишь столкновения с достаточно большими прицельными параметрами [8], соответствующими рассеянию на малые углы. В этих случаях взаимодействие происходит вне области действия ядерных сил. Кулоновская диссоциация может осуществляться как в результате непосредственного перехода фрагментов в сплошной спектр (рисунок 4а), так и через промежуточные возбужденные состояния налетающей частицы, расположенные выше порога развала (рисунок 4б). Как показали исследования, последний механизм доминирует при малых относительных энергиях фрагментов, вылетающих в узком угловом конусе.

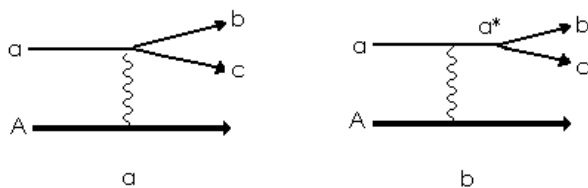


Рисунок 4. Диаграммы процесса диссоциации частицы a в кулоновском поле ядра A

Таким образом, в нашем случае диссоциация налетающей частицы проходит в две стадии: на первом этапе происходит возбуждение частицы с переходом в несвязанные состояния ($a + T \rightarrow a^* + T$), а на втором этапе образуются два заряженных фрагмента ($a^* \rightarrow b + c$).

Диаграмма скоростей для процесса диссоциации налетающей частицы a на два фрагмента b и c в кулоновском поле ядра мишени A показана на рисунке 5. Кинетическая энергия относительного движения фрагментов b и c рассчитывается по формуле:

$$E_{bc} = \frac{1}{m_b + m_c} (m_c E_b + m_b E_c - 2\sqrt{m_b m_c E_b E_c} \cos \theta), \quad (2)$$

где $m_{b(c)}$, $E_{b(c)}$ – массы и кинетические энергии фрагментов, θ – угол между частицами b и c . В экспериментах на совпадение b и c непосредственно измеряются тройные дифференциальные сечения в лабораторной системе $d^3\sigma/dE_{b(c)}d\Omega_{b(c)}d\Omega_{c(b)}$. Из этих сечений можно получить сечения радиационного захвата $b(c, \gamma)a$ на основе принципа детального равновесия, а, следовательно, и значения астрофизического S – фактора.

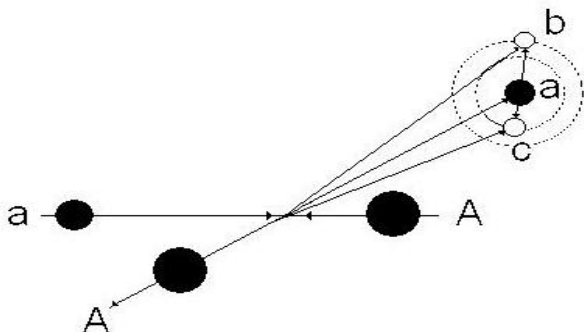


Рисунок 5. Диаграммы скоростей для процесса диссоциации a на два фрагмента b и c

Современное состояние исследований реакций радиационного захвата ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ и ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ демонстрируется на рисунках 6а и 6б, взятых из обзора [9]. В первом случае данные о S -факторе при самых малых энергиях получены методом кулоновской диссоциации ${}^6\text{Li}$ в работе [8]. Эта работа до сих пор остается единственной. Во втором случае данные по кулоновской диссоциации, в общем, согласуются с результатами прямых измерений, но в области малых энергий наблюдается тенденция к завышению, а при больших энергиях к занижению значений S -фактора.

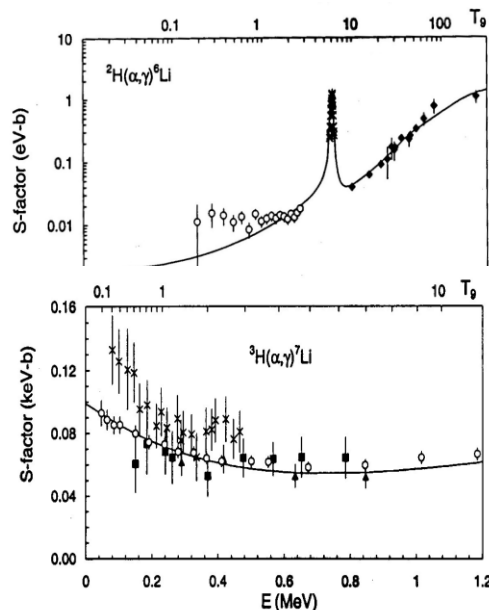


Рисунок 6. Зависимость S -фактора от энергии для реакций ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ (a) и ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ (b): $\circ$ – [8], $\blacklozenge$ – [0], $\times$ – [11]; $\blacksquare$ – [12], $\blacktriangle$ – [13], $\times$ – [14], $\circ$ – [15]

Таким образом, метод кулоновской диссоциации потенциально в состоянии дать экспериментальную информацию об электромагнитном взаимодействии при экстремально малых энергиях вплоть до нулевой. Следует подчеркнуть, что при больших лабораторных энергиях фрагментов взаимодействие происходит между полностью ободранными ядрами, в отличие от экспериментов радиационного захвата при низких энергиях, где могут быть существенные эффекты экранирования атомными электронами. Поэтому сравнительное исследование реакций радиационного захвата при низких энергиях и кулоновской диссоциации может дать необходимую основу для понимания эффектов экранирования.

1.3. Реакция слияния ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ при подбарьерных энергиях

Измерение сечений для реакции слияния ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ в подбарьерной области имеет большое значение для астрофизических теорий. С окончанием гелиевого цикла и достижением температуры звезды 10^9K , соответствующей эффективной тепловой энергии $\sim 2\text{ МэВ}$, начинается горение накопленного углерода. Для расчета эволюции звезды в этом случае необходимо знать скорости реакций углерод-углерод в области энергий $1 < E_{\text{цм}} < 3\text{ МэВ}$. Однако из-за большой величины кулоновского барьера для реакции ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ (7-8 МэВ) сечения слияния быстро спадают с уменьшением энергии, достигая крайне малых значений. Кроме того, в системе ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ ниже кулоновского барьера имеются резонансы, что затрудняет экстраполяцию измеренных сечений, так как существующие модели описывают лишь плавное изменение сечений. В связи с этим возникает

настоятельная необходимость в измерении сечений слияния в низкоэнергетической области.

Экспериментальное изучение реакции $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ довольно сложно из-за большого количества конечных состояний, показанных на диаграмме на рисунке 7. При слиянии ядер углерода возможны следующие конечные продукты: $^{23}\text{Na} + p$; $^{23}\text{Mg} + n$; $^{20}\text{Ne} + \alpha$; $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$; $^{24}\text{Mg} + \gamma$.

Диаграмма показывает, что даже при малых энергиях конечные ядра ^{20}Ne , ^{23}Na , ^{23}Mg , могут быть образованы в нескольких возбужденных состояниях. В интересующей нас области энергий основной вклад в сечение будут давать процессы с вылетом α -частиц и протонов, так как канал $^{23}\text{Mg} + n$ закрыт при энергиях $E_{\text{цм}} < 2,56$ МэВ, а канал $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$ имеет значительно более высокий кулоновский барьер.

В настоящее время известны измерения реакции $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ в области $E_{\text{цм}} = 2,45\text{--}6,15$ МэВ [16–18]. Если в области высоких энергий существующие данные хорошо согласуются между собой, то при малых энергиях они весьма противоречивы.

Результаты измерений в форме астрофизического S-фактора, даваемого выражением $S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta + gE)$, показаны на рисунке 8, взят из [16]. Здесь η –

параметр Зоммерфельда, $g = 0,122(\mu R^3/Z_1 Z_2)^{1/2}$. При радиусе $R = 4,4$ фм $g = 0,46$ МэВ $^{-1}$.

Видно, что наряду с узкими резонансами в энергетической зависимости S-фактора с уменьшением энергии наблюдается аномально крутой рост. Экстраполяция усредненных по резонансам сечений, выполненная на основе обычной оптической модели с учетом фактора проницаемости кулоновского барьера не в состоянии объяснить этот рост. Возможно, наблюдаемый рост связан с существованием нового широкого резонанса. В этом случае с дальнейшим уменьшением энергии значение S-фактора должно снова уменьшаться. Альтернативное объяснение, в принципе, возможно в рамках гипотезы подбарьерного поглощения, предложенной в работе [19]. Этот эффект возникает, если мнимая часть оптического потенциала достаточно протяженна, так что процесс слияния будет осуществляться на значительных межъядерных расстояниях, когда кулоновское взаимодействие достаточно мало и влияние барьерного фактора ослаблено. В этом случае можно ожидать значительного роста значения S-фактора с уменьшением энергии.

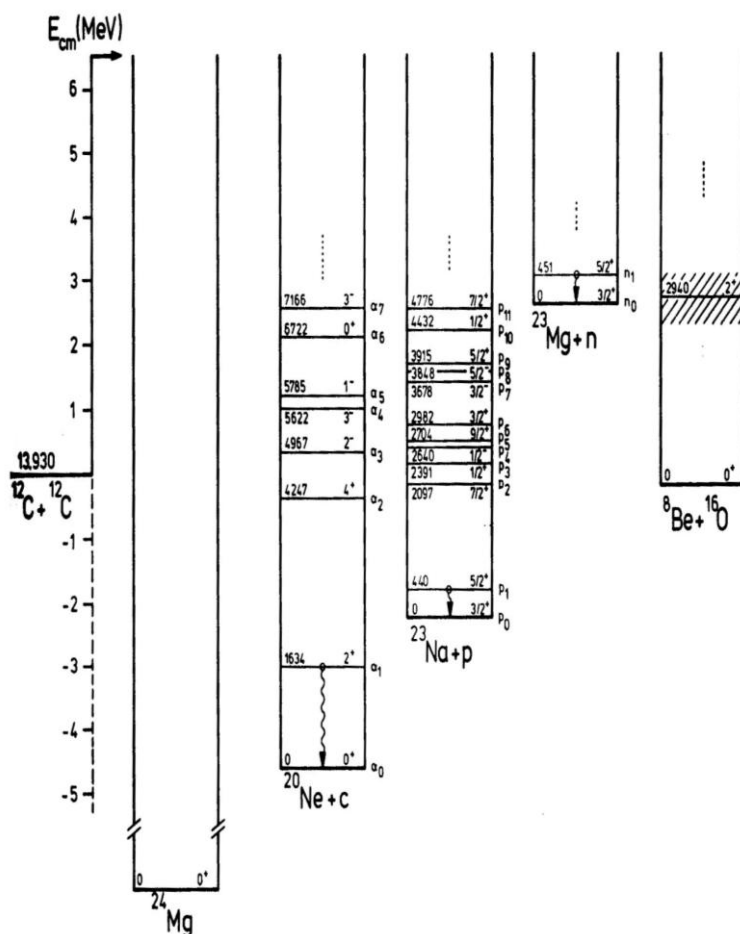


Рисунок 7. Схемы уровней ядер выходных каналов реакции $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

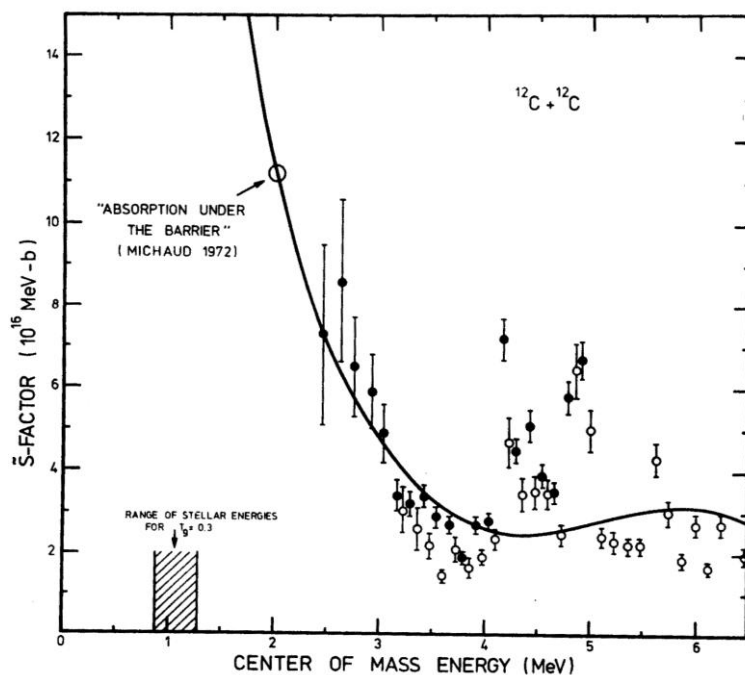


Рисунок 8. Зависимость S-фактора от энергии. $\circ$ – [17], $\bullet$ – [18]

1.4. Измерение функций возбуждения методом обратной геометрии с толстой мишенью

Для исследования резонансного рассеяния метод обратной геометрии с толстой мишенью был предложен сравнительно недавно в работе [20]. Идея метода заключается в следующем. Пучок тяжелых ионов (рисунок 9) направляется через тонкое входное окно в камеру рассеяния, наполненную легким газом. Это может быть гелий, водород или водородосодержащий газ. Давление газа выбирается таким, чтобы полностью остановить пучок в камере рассеяния. Легкие ядра отдачи (p или α), возникающие при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами газовой мишени, обладая значительно большим пробегом, чем тяжелые ионы, попадают в детекторы, расположенные в передней полусфере, включая 0° , сразу за местом остановки пучка. Энергия ядер отдачи прямо связана с энергией в системе центра масс через хорошо известное кинематическое соотношение:

$$E_a = E_{\text{цм}} \frac{4A}{(A+a)} \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

где A , a – массы налетающей частицы (A) и ядра отдачи (a), φ – угол вылета ядра отдачи ($\varphi < \pi/2$).

Энергия пучка из-за потерь на ионизацию уменьшается от максимального значения (равного первоначальной энергии пучка) до нуля. Если при некоторых относительных энергиях $E_{\text{цм}}$ имеются резонансы, то они проявляются в спектре ядер отдачи, причем ширины распределений определяются ширинами резонансов.

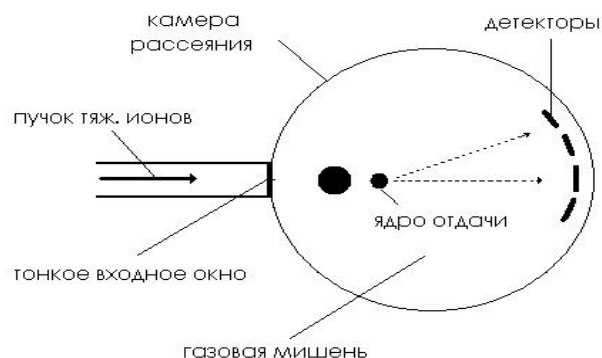


Рисунок 9. Принципиальная схема эксперимента в методе обратной геометрии с толстой мишенью

К преимуществам метода можно отнести следующее.

1. Высокая эффективность. Вся функция возбуждения измеряется в одной экспозиции, чем достигается экономия времени и высокая статистическая точность.

2. Измерение спектра ядер отдачи под 0° соответствует рассеянию легкой частицы под 180° в обычной методике, когда сечение резонансного рассеяния максимально, а потенциального минимально. Это преимущество имеет особенно большое значение при изучении резонансов при очень низких энергиях вблизи порога, характерных для астрофизических процессов. В этом случае измерения под 180° в рамках стандартной методике также желательны, однако они очень трудны из-за малости энергий протонов или α -частиц при их рассеянии на легких ядрах-мишенях.

3. Достаточно хорошее энергетическое разрешение (25-50 кэВ), позволяющее проводить исследования даже при относительно плохих параметрах пучков, какими обладают циклотроны, в сравнении с электростатическими ускорителями и тандемами. Энергетическое разрешение метода зависит от экспериментальных условий, оно наилучшее при измерениях ядер отдачи под 0° и ухудшается с ростом угла. Конечно, оно значительно уступает разрешению, достигаемому в традиционных экспериментах по измерению функций возбуждения, однако, учитывая другие достоинства нового метода, разрешение 25-50 кэВ все еще остается разумным для исследования резонансной структуры ядер.

Измеряя функции возбуждения методом обратной геометрии с толстой мишенью, надо помнить о возможном вкладе других процессов, связанных, например, с передачей нуклонов или неупругим рассеянием. Этот вклад, если он существует, можно подавить, используя стандартную ΔE - E -методику идентификации заряженных частиц, или, в случае неупругого рассеяния, методику по времени пролета.

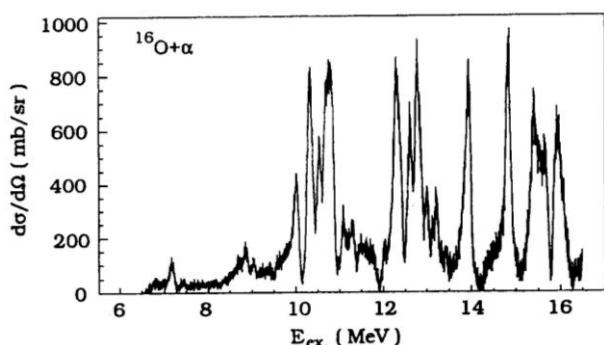


Рисунок 10. Функция возбуждения упругого рассеяния $\alpha + {}^{16}\text{O}$, измеренная методом обратной геометрии с толстой мишенью

На рисунке 10 представлена функция возбуждения упругого рассеяния $\alpha + {}^{16}\text{O}$, измеренная методом обратной геометрии в работе [21]. Ядра отдачи регистрировались кремниевым детектором под 0° , что соответствует углу 180° при рассеянии α -частиц на ${}^{16}\text{O}$. Наблюдается большое количество резонансов вплоть до энергии возбуждения ${}^{20}\text{Ne}$ ~ 16 МэВ, что дает возможность оценить перспективы исследований с помощью нового метода.

1.5. Поиск связанных нейтронных систем

Поиск связанных нейтронных систем восходит к неудачному поиску тринейтрона, а затем и тетранейтрона во второй половине прошлого столетия. Современные расчеты малонуклонных систем показывают, что даже пентанейтрон не является связанным состоянием, состояние шести нейтронов является слабосвязанным и лишь кластеры ${}^7\text{n}$ и ${}^8\text{n}$ имеют энергию связи (около 5 МэВ/нуклон), позволяющую постановку поисковых экспериментов на ускорителях ионов. Требования к ускорителю за-

ключаются в достижении энергии нейтронно-избыточных ионов выше энергии гигантского дипольного резонанса при достаточно сильных токах, позволяющих проводить эксперименты при энергиях ниже кулоновского барьера. Примером экспериментов по поиску нейтронных кластеров на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 может служить измерение сечения образования ${}^{40}\text{Ca}$ в реакциях ${}^{48}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow {}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca} + {}^8\text{n} - 32.8$ МэВ при энергиях относительного движения 35 – 40 МэВ, достаточных для образования кластера ${}^8\text{n}$.

2. МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПЛАНИРУЕМЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные данные по сечениям ядерных реакций и их анализ в рамках различных теоретических моделей являются основным источником информации о структуре ядра, свойствах и механизмах ядро-ядерного взаимодействия. Наиболее удобным средством получения такого рода информации о свойствах различных состояний ядер является изучение реакций прямого перехода от начального к конечному состоянию. К таким ядерным процессам можно отнести упругое и неупругое рассеяние, реакции передачи, реакции радиационного захвата и т.д.

В этой связи пополнение банка экспериментальных и оцененных данных по сечениям ядерных реакций открывает новый уровень информационного обеспечения фундаментальных и прикладных исследований и выдвигает новые требования к эксперименту и теории во всех областях ядерной физики. Для фундаментальных ядерных исследований (экспериментальная и теоретическая ядерная физика, ядерная астрофизика, новые источники энергии, основанные на управляемом термоядерном синтезе), важность надежных ядерных данных очевидна.

Ситуация в ядерной астрофизике затруднена тем обстоятельством, что во многих астрофизических исследованиях только теоретические предсказания могут восполнить недостающую информацию о характеристиках реакций. Сложность проблемы заключается, прежде всего, в том, что энергия взаимодействия вещества в звездах сравнительно невелика (от долей кэВ до сотен кэВ) и это значительно усложняет возможности прямого экспериментального определения требуемых для астрофизических расчетов сечений ядерных реакций. Обычным подходом является измерение сечений при более высоких энергиях, а затем их экстраполяция с использованием теоретических методов в энергетическую область, представляющую интерес для астрофизики и термоядерного синтеза.

Надежность такой процедуры определяется как качеством теоретических моделей, так и уровнем точности измерения экстраполируемых характеристик. Повышение точности измерений, безусловно, должно привести к сужению неоднозначностей процедуры экстраполяции. Кроме того, общей пробле-

мой теоретической интерпретации экспериментальных данных об астрофизических реакциях является неоднозначность используемых феноменологических моделей, в частности, параметров оптических потенциалов, спектроскопических характеристик ядер, которые могут быть связаны с недостаточным пониманием механизма исследуемых реакций. В этой ситуации расширение класса измеряемых реакций выполняемых с высокой точностью, может уменьшить теоретические неопределенности моделей.

Такая экспериментальная методика, позволяющая проводить прецизионные измерения сечений ядерных реакций с использованием тонких и сверхтонких мишеней в широком диапазоне энергий для предельно малых и больших углов, реализована на выведенных пучках ускорителей ИЯФ НЯЦ РК [22,23]. Постановка в ЕГУ им. Л.Н.Гумилева аналогичного измерительного комплекса, адаптированного к условиям эксперимента на ускорителе ДС-60, позволит выполнить вышеперечисленные ядерно-физические эксперименты.

Для вычисления различных характеристик исследуемых ядерных реакций планируется использование расчетных программ, разработанных на основе оптической и кластерной моделей и метода искаженных волн.

В качестве базовых расчетных программ запущены программы ECIS-88 и DWUCK5. С использованием программы ECIS-88 будут вычислены сечения упругого и неупругого рассеяния с использованием феноменологических и микроскопических вариантов оптических потенциалов. Программа DWUCK5 планируется для проведения расчетов сечений прямых ядерных реакций и различных реакций передач.

Для дальнейшей обработки результатов эксперимента разрабатывается версия программы DVF_DWUCK1, которая позволит извлекать зна-

чения ядерных констант из дифференциальных сечений реакций передачи. Программа имеет удобный интерфейс под Windows и может непосредственно строить графики. Для работы программы необходимо иметь два входных файла. Первый входной файл построен по принципу известной программы DWUCK5. В него вводятся массы, заряды, спины участвующих ядер, параметры оптических потенциалов входного и выходного каналов. Также необходимо задать параметры связанных состояний в начальном и конечном канале. Во второй входной файл необходимо ввести дифференциальные сечения реакции передачи. Программа автоматически подбирает значение асимптотического нормировочного коэффициента с условием наименьшего значения χ^2 .

Для определения потенциалов взаимодействия сложных частиц с ядрами используются микроскопические потенциалы, полученные в рамках двойной фолдинг-модели, где эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие усредняется по нуклонной плотности сталкивающихся ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В лабораториях Отдела ядерной физики ИЯФ НЯЦ РК имеется база для создания полного методического набора для исследования ядерных реакций на циклотроне ДЦ-60. Накоплен значительный опыт по исследованию реакций на ускорителях УКП-2-1 и У-150М, с регистрацией гамма-квантов и заряженных частиц. Имеются теоретические методики для обработки результатов экспериментов и извлечения ядерных констант, необходимых для дальнейшего развития ядерно-физических исследований и повышения качества образования в Евразийском Национальном университете им. Л.Н.Гумилева.

ЛИТЕРАТУРА

1. Школьник В.С., Жолдасбеков М.Ж., Кадыржанов К.К., Сисакян А.Н., Иткис М.Г., Дмитриев С.Н., Дидык А.Ю., Реутов В.Ф., Гикал Б.Н., Тулеушев А.Ж., Пятилетов Ю.С., Борисенко А.Н., Арзуманов А.А., Лысухин С.Н., Дуйсебаев А.Д., Буртебаев Н., Кислицын С.Б. // Препринт ИЯФ РЯЦ РК. Алматы, 2003 г.
2. Оглоблин А.А., Сакута С.Б. Современные методы ядерной спектроскопии. // Изд-во "Наука", Ленинград, 1988, С.63.
3. Glukhov Y.A., Manko V.I., Novatskii B.G., Ogloblin A.A., Sakuta S.B., Stepanov D.N., Chuev V.I. Effects of Interference between Coulomb and Nuclear Excitations in Inelastic Scattering of ^3He , ^6Li , and ^{12}C Ions by ^{58}Ni Nuclei // Sov.J.Nucl.Phys. 19, 616 (1975).
4. Morrison T.P., Jones G.D., Ekström L.P. et al. Coulomb-Nuclear Interference in the (^7Li , ^7Li) Reactions // J.Phys. G. Nucl. Phys. 1979, V.5, P.1751.
5. Christensen R.P., Chernov I.P., Gross E.E. et al. The Interference of Coulomb and Nuclear Excitation in the Scattering of ^{16}O from ^{58}Ni , ^{88}Sr and ^{142}Nd // Nucl. Phys. 1973, V. 207, P.433.
6. Rehm K.E., Korner H.J., Richter M. et al. Inelastic Scattering of Heavy Ions // Phys. Rev. C. 1975, V. 12, P.1945.
7. Tokimoto Y., Utsunomiya H., Yamagata T. et al. Coulomb Breakup of ^7Li for Nuclear Astrophysics // Phys. Rev. C 63, 2001.
8. Kiener J., Gils H.J., Rebel H. et al. Measurements of the Coulomb Dissociation Cross Section of 156 MeV ^6Li Projectiles at Extremely Low Relative Fragment Energies of Astrophysical Interest // Phys. Rev. C 44, 1991, P.2195.
9. Angulo C., Arnould M., Rayet M. et al. A Compilation of Charged-Particle Induced Thermonuclear Reaction Rates // Nucl. Phys. A 656, 1999, P. 3.
10. Robertson R.G.H., Dayer P., Warner R.A. et al. Observation of the Capture Reaction $^2\text{H}(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ and Its Role in Production of ^6Li in the Big Bang // Phys. Rev. Lett.. 47, 1981, P.1867.

11. Mohr P., Kölle V., Wilmes S. et al. Alpha-Cluster States of ^{212}Po in a Realistic Potential Model // Phys. Rev. C 50, 1994, P.1543.
12. Griffiths G.M., Morrow R.A., Riley P.J., Warren J.B. The $T(\alpha, \gamma)\text{Li}^7$ Reaction // Can.J.Phys. 39, 1961, P. 1397.
13. Burzyński S., Czernski K., Marcinkowski A., Zupranski P. The $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ Reaction in the Energy Range from 0.7 To 2.0 MeV // Nucl. Phys. 1987, A 473, P.179.
14. Schröder U., Redder A., Rolfs C. et al. Astrophysical S Factor of $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ // Phys. Lett. B 192, 1987, P. 55.
15. Brune C.R., Kavanagh R.W., Rolfs C. $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ Reaction at Low Energies . Phys. Rev. C 50, 1994, P.2205.
16. Kettner K.U., Lorenz-Wirzba H., Rolfs C. The $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaction at Sub-Coulomb Energies (II) // Z.Phys.A- Atom and Nuclei. 303, 1981, P. 305.
17. Patterson J.R., Winkler H., Zaidins C.S. Experimental Investigation of the Stellar Nuclear Reaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ at Low Energies // Astrophysical Journal, 157, 1969, P.367.
18. Mazarakis M.G., Stephens W.E. Experimental Measurements of the $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Nuclear Reactions at Low Energies // Phys. Rev. C 7, 1973, P.1280.
19. Michaud G. Experimental Evidence for Repulsive Cores in Heavy-Ion Reactions // Phys. Rev. C 8, 1973, P.528.
20. Artemov K.P., Belyanin O.P., Vetoshkin A.L., Wolski R., Golovkov M.S., Goldberg V.Z. et al. Effective Method of Study of α -Cluster States.// Sov. J. Nucl. Phys. 52 , 1990, P. 408.
21. Goldberg V.Z., Dukhanov V.I., Pakhomov A.E., et al. Highly Lying α -Cluster States in the Light Nuclei ^{16}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne , and ^{24}Mg // ЯФ, 60, 1997, C. 1186.
22. Буртебаев Н.Т., Виноградов А.А., Вонгай А.Д., Дуйсебаев А.Д., Курашов А.А., Мазуров И.Б., Парамонов В.В., Прокофьев С.И., Сакута С.Б., Санычев В.И., Сытин Н.П., Чесалов А.А., Чуев В.И. Система многомерного анализа для исследования ядерных реакций на циклотроне ИЯФ АН КазССР // Изв. АН КазССР, Сер. физ.-мат., 1975, №2, С.65 - 68.
23. Блехман А.М., Буртебаев Н., Дуйсебаев А., Дуйсебаев Б.А. Методическое обеспечение ядерных экспериментов, планируемых на УКП-2-1 // 2-е Межд.раб. совещ. «Ядерно-физ. исследования, планируемые на УКП2-1», Алматы, 1998, С.75-84.

**Л.Н.ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯЛЫҚ УНИВЕРСИТЕТТІҢ ДЦ-60 ҮДЕТКІШІНДЕ
ЖҮРГІЗУГЕ ЖОСПАРЛАНЫП ОТЫРҒАН ЯДРОЛЫҚ-ФИЗИКАЛЫҚ ЗЕРТТЕУЛЕР**

¹⁾Кадыржанов К.К., ¹⁾Буртебаев Н., ¹⁾Дуйсебаев А., ²⁾Сакута С.Б.,
¹⁾Сахиев С.К., ¹⁾Ибраева Е.Т., ¹⁾Пеньков М.Ф., ¹⁾Дуйсебаев Б.А., ¹⁾Буртебаева Д.Т.

¹⁾ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан
²⁾«Курчатов институты» Ресей Ғылыми Орталығы, Мәскеу, Ресей

Еуразиялық университетінің жанында салынып жатқан ДЦ-60 үдеткішінің негізіндегі дициплиналар аралық зертеу комплексі атом және ядралық физикаларының төменгі энергиядағы іргелі проблемаларын шешуге кең жол ашады. Алыс қашықтықтағы ядролалық потенциалдар туралы ең дәл акпараттар серпімді және квазисерпімді процестердің кималарын талдаудан алынбақшы. Ядролық реакциялардың кималарын тікелей өлшеулер астрофизикалық теориялардың әралуан нұсқаларын тексеруге мүмкіндік береді.

**THE PERSPECTIVE NUCLEUS-PHYSICAL INVESTIGATIONS
ON ACCELERATOR DC-60 OF THE EURASIAN UNIVERSITY NAMED L.N. GUMILEV**

¹⁾K.K. Kadyrzhanov, ¹⁾N. Burtebayev, ¹⁾A. Duysebayev, ²⁾S.B. Sakuta,
¹⁾S.K. Sakhiev, ¹⁾E.T. Ibraeva, ¹⁾M.F. Pen'kov, ¹⁾B.A. Duysebayev, ¹⁾D.T. Burtebayeva

¹⁾Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan
²⁾Russian Scientific Centre "Kurchatovskiy institute", Moscow, Russia

Creation in Eurasian National university of the between disciplinary research complex on the base of the heavy ion accelerator DC-60 opens the broad possibilities for decision of the fundamental problems on butting atomic and nuclear physicists, including, the investigations of the nuclear interaction at low energy. Will possible get the most exact information on nuclear potential on greater distances from analysis of the sections elastic and quasielastic scattering. The direct measurements of the sections nuclear reaction can use for evaluate of different variant astrophysical theory.

УДК 543.544.25

ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВА СЛОЖНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ НА ХРОМАТОГРАФЕ "ЦВЕТ-800"

Мустафин Р.Н., Абдигамитова А.А., Дерявко И.И.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Указан принцип хроматографического газового анализа, рассмотрены особенности конструкции прибора "Цвет-800". Представлены результаты отработки методики, а также результаты определения состава газовых смесей, возникающих при проведении высокотемпературных экспериментов на стендах EAGLE и АНГАРА.

ВВЕДЕНИЕ

Газовая хроматография представляет собой физико-химический метод, основанный на разделении компонентов газовой смеси между двумя фазами, одна из которых (твердый адсорбент) всегда неподвижна, а другая (газ-носитель, разбавленный анализируемой смесью) – подвижна.

В адсорбционной хроматографии указанное разделение осуществляется вследствие различной адсорбируемости компонентов смеси на поверхности сорбента. Различная адсорбируемость – это прежде всего различные времена удерживания τ_i у каждого i -того компонента анализируемой смеси на данном сорбенте при данной температуре, что позволяет разнести по времени моменты прохода каждого компонента через проточный детектор хроматографического прибора.

В качестве сорбентов в адсорбционной хроматографии используются активированные угли, силикагели, пористые стекла, окись алюминия и другие пористые вещества с сильно развитой поверхностью (удельная поверхность, например, активированных углей достигает $900 \text{ м}^2/\text{г}$ [1]). В последнее время в качестве адсорбентов широко используются искусственные цеолиты (молекулярные сита) – тонкодисперсные кристаллы одно- или двухвалентных металлов, окислов кремния, алюминия и др. [1-3]; размеры молекулярных сит (0,4, 0,5, 1,0 или 1,3 нм) определяют адсорбционные свойства конкретных цеолитов.

Очевидно, что газовая хроматография представляет вполне определенный интерес для анализа состава газообразных продуктов, возникающих при плавлении кориума в проводимых в ИАЭ НЯЦ РК экспериментах на стендах EAGLE и АНГАРА. Поэтому основными задачами настоящей работы являлись отработка методики проведения газового анализа на хроматографе "Цвет-800" и выяснение возможностей исследования вышеуказанных газообразных продуктов методом хроматографии.

ХРОМАТОГРАФ "ЦВЕТ-800"

Принцип действия хроматографа "Цвет-800" (рисунок 1) основан на реализации метода газовой хроматографии в насадочных колонках прибора в изотермическом режиме или в режиме линейного изменения температуры. При этом три системы хроматографа (аналитическая система, система

управления и система обработки информации) обеспечивают соответственно следующие функции: а)- дозирования, разделения и детектирования газовой смеси; б)- стабилизации потоков газа-носителя и управления температурой термостатируемых зон; в)- определения времен удерживания и площадей хроматографических пиков, расчета градуировочных коэффициентов и вычисления концентраций компонентов анализируемой газовой смеси.



Рисунок 1. Газовый хроматограф "Цвет-800"

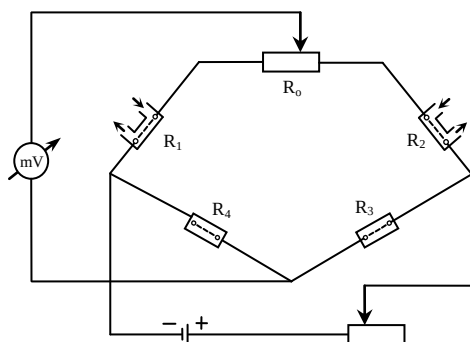
Насадочные разделительные колонки в хроматографе подключаются непосредственно к специальному проточному детектору по теплопроводности (детектору-катарометру ДТП). Работа детектора по теплопроводности основана на принципе изменения электросопротивления нагретого проводника в зависимости от изменения теплопроводности омывающего его потока газовой среды [3, 4].

Для реализации этого принципа в четырех камерах детектора ДТП установлены нагретые до определенной температуры спирали, соединенные в мостовую схему (рисунок 2). Через две сравнительные камеры продувается чистый газ-носитель (которым является гелий), а через две измерительные – газ-носитель, разбавленный анализируемой газовой смесью (газовой пробой).

Если по сравнительной и измерительной линиям продувается с постоянным расходом только чистый газ-носитель, то температуры спиралей, а следовательно, и их сопротивления остаются постоянными, и мос-

товая схема находится в равновесии. При поступлении в измерительную линию газа-носителя, разбавленного каким-либо i -тым компонентом пробы (теплопроводность которого отличается от теплопроводности газа-носителя), температура и сопротивление спиралей в этой линии изменятся; в результате электрическое равновесие моста нарушится, и в измерительной диагонали моста возникнет ток.

Важной характеристикой детектора ДТП, от которой зависит надежность качественного анализа, является его предел обнаружения – чувствительность в отношении обнаружения в газовой пробе компонентов с малым содержанием.



R_0 – дополнительное сопротивление для коррекции положения нулевой линии на хроматограмме; R_p – регулировочное сопротивление для установления заданного напряжения питания моста; R_1 и R_2 – сопротивления в измерительных камерах; R_3 и R_4 – сопротивления в сравнительных камерах.

Рисунок 2. Электрическая схема детектора-катарометра ДТП

Второй важной характеристикой детектора, от которой в значительной мере зависит точность количественного анализа, является диапазон линейности показаний регистрирующего устройства для каждого из компонентов пробы, т.е. диапазон сохранения пропорциональности между концентрацией этого компонента C_i и сигналом детектора (площадью хроматографического пика S_i). На градуировочной кривой (рисунок 3) диапазон линейности представляет собой интервал концентраций от предела обнаружения до концентрации, при которой наблюдается заметное (более чем на 3 %) отклонение от пропорциональности.

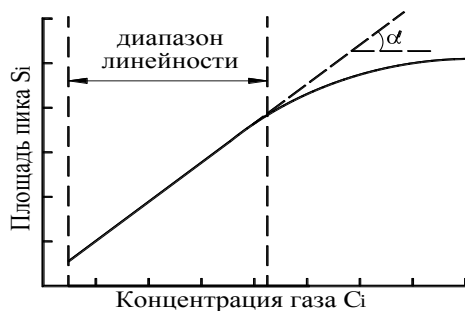


Рисунок 3. Схематическое изображение градуировочного графика

Необходимо также указать на следующие важные характеристики хроматографа "Цвет-800": расход газа-носителя через колонки в этом приборе можно изменять в пределах от 5 до 100 см³/мин, а температуру колонок – от минус 95 до плюс 400 °С.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ АНАЛИЗА

Метод количественного газового анализа можно применять только после предварительного установления для каждого определяемого компонента газовой пробы количественной зависимости между содержанием этого компонента, вводимого в колонку, и площадью его хроматографического пика, фиксируемого детектором. Эта количественная зависимость может быть задана или градуировочным коэффициентом пропорциональности, или градуировочным графиком.

В первом случае приготавливают аттестованную газовую смесь с заданными концентрациями компонентов C'_i (по возможности близкими к их предполагаемым концентрациям C_i в пробе); приготовленную смесь хроматографируют, вводя в колонку определенный объем V полученной смеси; определяют площади пиков S'_i и рассчитывают градуировочные коэффициенты $k_i = C'_i/S'_i$; далее анализируют пробу, которую вводят в хроматограф в том же объеме V ; измеряют площади пиков S_i и проводят расчет концентраций компонентов пробы (в объемных процентах) по формуле $C_i = 100 k_i S_i$.

Во втором случае приготавливают серию аттестованных смесей с различными заданными концентрациями компонентов; приготовленные смеси хроматографируют, вводя в колонку один и тот же объем V каждой смеси; определяют площади соответствующих пиков; для каждого компонента смесей строят градуировочные графики $S'_i = f(C'_i)$, подобные показанному на рисунке 3; далее хроматографируют пробу объемом V , определяют площади S_i соответствующих пиков и по графикам находят концентрации компонентов C_i в пробе. Очевидно, что во втором случае достигается более высокая точность анализа. Но для этого необходимо иметь обширный набор аттестованных газовых смесей, содержащих все компоненты, предполагаемо присутствующие в пробе, причем в разных количественных соотношениях.

Хроматограф "Цвет-800" в заводском исполнении был укомплектован только одной аттестованной газовой смесью со следующими концентрациями компонентов (в объемных процентах): H_2 – (0,81±0,08); O_2 – (0,85±0,08); Ar – (1,05±0,10); N_2 – (1,00±0,10); CO – (1,20±0,12); CO_2 – (0,060±0,006); He – остальное. Предполагалось, что в пробах со стендов EAGLE и АНГАРА будут присутствовать именно эти газы, причем разделение H_2 , O_2 , Ar , N_2 и CO будет проводиться на цеолитовом сорбенте CaA-МС-904 с фракциями 0,25-0,6 мм, а разделение CO_2 от остальных компонентов – на сорбенте типа полисорб-1 с фракциями 0,25-0,5 мм.

ОТРАБОТКА МЕТОДИКИ

При отработке методики проведения качественного и количественного газового анализа на хроматографе "Цвет-800" использовалась указанная выше аттестованная газовая смесь. Отработка состояла в выборе оптимальных режимов хроматографирования этой смеси с целью использования выбранных режимов в дальнейшем при анализе газовых проб, отобранных из экспериментальных установок стендов EAGLE и АНГАРА.

При выборе типа колонки для разделения в ней Ar и O₂ были опробованы колонки диаметром 3 мм различной длины (3 и 6 м) с цеолитом и выяснено, что при температурах колонки и плюс 40, и 0 °С эти газы не разделяются из-за близости времен их удерживания на цеолите при этих температурах и сильного уширения хроматографических пиков (сильного размывания газов по длине колонки) независимо от расхода гелия. Переходом на колонку диаметром 2 мм и варьированием температурой колонки и расходом газа-носителя установлено, что полное разделение пиков Ar и O₂ в изотермическом режиме достигается при температуре минус 25 °С и расходе 20 см³/мин (увеличение и уменьшение расхода гелия через колонку ухудшало качество разделения этих компонентов).

Необходимо отметить, что использование колонки с цеолитом при температуре минус 25 °С приводит к нежелательно большому увеличению времен удерживания N₂ и CO, а также к заметному увеличению (на ~20 мин) времени десорбции N₂ и, следовательно, к сильному уширению хроматографического пика этого газа. Использование линейного программирования температуры от минус 25 до плюс 50 °С сократило время анализа, но положение пика N₂ при этом оказалось совпадающим с фоновым пиком детектора ДТП (реагирующего на подъем температуры колонки), что снизило надежность обработки пика N₂.

С учетом этого было выяснено, что определение концентрации N₂ рациональнее выполнять при втором дозировании смеси (втором вводе в газ-носитель порции смеси объемом V) при температуре колонки плюс 50 °С и расходе газа-носителя 20 см³/мин. Дополнительным преимуществом такого режима является возможность получения пика CO₂ при третьем дозировании (рисунок 4).

Для третьего дозирования, которое проводилось через 180 с после второго, использовалась колонка с полисорбтом длиной 3 м и диаметром 3 мм при температуре плюс 50 °С и расходе 30 см³/мин, подключенная ко второму плечу ДТП (к первому плечу ДТП подключена колонка с цеолитом). Это позволило получить на одной хроматограмме и суммарный пик H₂+Ar+O₂+N₂+CO, и отдельно пик CO₂.

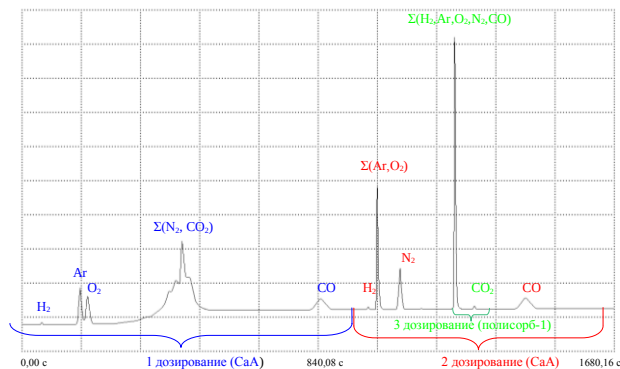


Рисунок 4. Хроматограмма аттестованной смеси

Таким образом, было установлено, что оптимальные режимы анализа аттестованной газовой смеси должны содержать ее изотермические хроматографирования после трех дозирований, причем после первого дозирования определяются только концентрации H₂, Ar и O₂ (колонки с цеолитом, температура минус 25 °С, расход 20 см³/мин), после второго – только N₂ и CO (колонка с цеолитом, температура плюс 50 °С, расход 20 см³/мин), после третьего – только CO₂ (колонка с полисорбом, температура плюс 50 °С, расход 30 см³/мин). Времена удерживания компонентов смеси на сорбентах, полученные при таких режимах, составили для H₂, Ar, O₂, N₂, CO₂ и CO соответственно 50, 192, 220, 1090, 1260 и 1551 с, а общая длительность хроматографирования смеси оказалась менее 28 мин.

ВЫПОЛНЕНИЕ АНАЛИЗА ГАЗОВЫХ ПРОБ

Известно (напр., [1, 4]), что для повышения достоверности результатов хроматографического анализа необходимо проводить предварительную осушку и очистку газовой пробы, т.е. удаление влаги и фильтрацию газа от механических примесей (поскольку механические примеси, являясь дополнительными сорбентами, могут исказить результаты анализа, а наличие влаги способствует таким реакциям гидролиза, которые могут привести к образованию новых газообразных веществ, что окажет существенное влияние на результаты анализа и даже на саму возможность проведения анализа). В связи с этим осушка и очистка газовых проб, отобранных со стендов EAGLE и АНГАРА, выполнялась с помощью самостоятельно изготовленных устройств.

При изучении качественного и количественного состава газообразных продуктов, возникающих при проведении экспериментов в установках стендов EAGLE и АНГАРА, были проанализированы 54 из 56 проб (таблица 1), отобранных в ходе выполнения последних одиннадцати экспериментов.

Таблица 1. Количество исследованных газовых проб

Стенд	Обозначение эксперимента	Место отбора (и количество проб)
АНГАРА	IVR-2	ЭПП (3); УПР (3)
	IVR-3	ЭПП (3); УПР (3)
	IVR-3/1	ЭПП (3); УПР (3)
	IVR-3/2	ЭПП (3); УПР (3)
EAGLE	UTD-M3	ЭПП (3); ВЛ (2)
	UTD-M2C	ЭПП (3); ВЛ (2)
	UTD-M5	ЭПП (3); ВЛ (2)
	PIDO	ЭПП (3); ВЛ (2)
	IDO-1	ЭПП (3); ВЛ (2)
	IDO-2	ЭПП (3); ВЛ (2)
	IDO-3	ЭПП (3); ВЛ (2)

ЭПП – электроплавильная печь;
УПР – устройство приема расплава;
ВЛ – верхняя ловушка.

Результаты качественного анализа показали, что все заранее предполагавшиеся компоненты в смесях действительно присутствуют во всех отобранных газовых пробах (только в пробах, отобранных в экспериментах UTD-M5, PIDO и IDO-2, отсутствовал кислород). Кроме того, во всех пробах обнаруживалось присутствие компонента, который можно было предположительно идентифицировать как метан. Предположение удалось подтвердить в дополнительных исследованиях: при хроматографировании специально приобретенной аттестованной смеси, содержащей N_2 с 1,05 % (об.) CH_4 , было установлено, что время удерживания CH_4 точно соответствует времени удерживания обнаруженного в пробах компонента. (В этом эксперименте был также определен градуировочный коэффициент пропорциональности для метана.)

Результаты количественного анализа позволили проследить в каждом эксперименте за изменениями во времени концентраций компонентов в смеси, поскольку пробы отбирались из ЭПП, УПР и ВЛ в течение получаса по три или по два раза в разные моменты времени: до слива кориума из ЭПП в УПР или ВЛ, сразу после слива и примерно через четверть часа после слива. Выяснено, что в пробах со стенда АНГАРА изменения концентраций во времени были произвольно различными, а во всех пробах со стенда EAGLE у этих изменений наблюдалась следующая общая тенденция: значительное повышение концентрации CO (в качестве примера на рисунке 5 показан характерный вид изменений концентраций компонентов в газовой смеси в ЭПП).

В отдельных пробах, отобранных в экспериментах IDO-1, IDO-2 и IDO-3, присутствовал неизвестный газовый компонент X, который пока не удалось идентифицировать. Концентрации этого компонента в пробах рассчитывались как недостающие до 100 % величины, поскольку суммарная величина измеренных концентраций газовых компонентов в пробах, где отсутствовал неизвестный компонент, была всегда близка к 100 %.

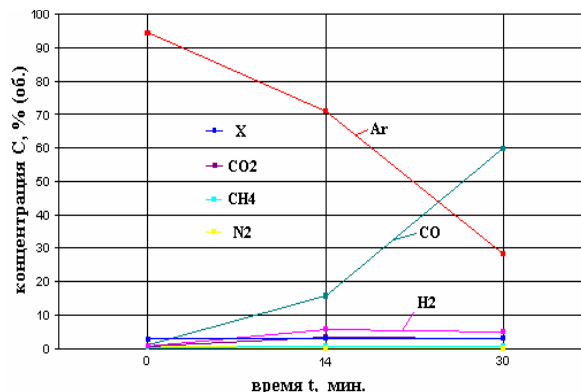


Рисунок 5. Изменения концентраций компонентов в газовой смеси, образующейся в ходе эксперимента IDO-1 на стенде EAGLE

Таким образом, результаты проведения качественного и количественного анализа сложных газовых смесей свидетельствовали о вполне удовлетворительных возможностях хроматографа "Цвет-800". Причем эти возможности прибора можно заметным образом расширить, повысив при этом точность количественного анализа.

Действительно, на точность количественного анализа отрицательным образом влияют в настоящий момент как минимум три обстоятельства. Во-первых, в приборе имеет место некоторая нестабильность расхода газовой пробы через блок дозирования аналитической системы, а измерение и контроль расхода (с помощью мыльно-пеночного расходомера) можно проводить только перед началом анализа. В связи с этим необходимо укомплектовать прибор измерителем расхода газа ИРГ, позволяющим контролировать расхода газа непосредственно в процессе проведения анализа.

Во-вторых, среди результатов количественного анализа сейчас отсутствуют данные по влажности газовых проб. Для получения полной информации об анализируемых газовых смесях необходимо приобрести работающий автономно от хроматографа анализатор влажности ИПТВ.

В-третьих, измеряемые концентрации некоторых компонентов могут находиться за пределами диапазона линейности детектора ДТП. Количественный анализ в условиях нелинейной работы детектора требует перехода от градуировочных коэффициентов к градуировочным графикам, в связи с чем необходимо приобрести набор аттестованных газовых смесей для построения необходимых графиков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнена отработка методики проведения газового анализа на хроматографе "Цвет-800" с использованием аттестованной газовой смеси (He , H_2 , Ar , O_2 , N_2 , CO_2 и CO). Выбраны оптимальные режимы проведения анализа такой смеси и рассчитаны градуировочные коэффициенты пропорциональности для каждого из компонентов этой смеси.

С использованием выбранных режимов и рассчитанных коэффициентов выполнен качественный и количественный анализ 54 газовых проб, отобранных в ходе проведения высокотемпературных экспериментов на стендах EAGLE и АНГАРА.

Проведением качественного анализа установлено, что в пробах присутствуют все газовые компоненты, заранее предполагавшиеся при изготовлении аттестованной смеси, а также метан и еще один неизвестный компонент (метан был идентифицирован

путем хроматографирования специально приобретенной аттестованной смеси N_2 и CH_4). Проведением количественного анализа выявлены особенности изменения концентраций компонентов в смеси, а также выяснено, что для повышения точности количественного газового анализа хроматограф "Цвет-800" необходимо доукомплектовать измерителем расхода газа, анализатором влажности и набором аттестованных газовых смесей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Столяров Б.Т., Савинов И.М., Виттенберг А.Г. Руководство к практическим работам по газовой хроматографии. – Л., Химия, 1988, 223 с.
2. Пецев Н., Коцев Н. Справочник по газовой хроматографии. – М., Мир, 1987, 125 с.
3. Авдеева А.А. Хроматография в энергетике. – М., Энергия, 1980, 25 с.
4. Анваер Б.И., Другов Ю. С. Газовая хроматография неорганических веществ. – М., Химия, 1976, 31 с.

КҮРДЕЛІ ГАЗДЫ ҚОСПАНЫҢ ҚҰРАМЫН «ЦВЕТ- 800» ХРОМАТОГРАФЫНДА АНЫҚТАУ МҮМКІНДІКТЕРІ

Мұстафин Р.Н., Әбдіғамитова А.А., Дерявко И.И.

ҚР ҰАО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

Хроматографиялық газдық талдау принципі көрсетілген, «Цвет-800» аспабы құрылмасының ерекшеліктері қаралған. Әдістемені жетілдіре қолданудың нәтижелері ұсынылған, сондай-ақ EAGLE және АНГАРА стендтерінде жоғарытемпературалы тәжірибелер жүргізу кезінде туындайтын газды қоспалардың құрамын анықтау нәтижелері ұсынылған.

CAPABILITY TO DETERMINE THE COMPOSITION OF COMPLEX GAS MIXTURE AT "TSVET-800" CHROMATOGRAPH

R.N. Mustafin, A.A. Abdigamitova, I.I. Deryavko

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The work indicates the chromatographic gas analysis, describes "Tsvet-800" device design features. It also presents methodology development results and determination results of gas mixtures composition arising from high-temperature tests carried out at EAGLE and ANGARA test benches.

УДК 569.2(061.3)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПУХАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ СТАЛИ 12Х18Н10Т РЕАКТОРА БН-350

¹Ганеев Г.З., ²Сарсембинов Ш.Ш., ¹Азралиев А.Б.

¹Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

²Казахский Национальный Университет им. Аль-Фараби, Алматы

Исследовано набухание нержавеющей стали, эволюция точечных дефектов, гелиевых пор и дислокационных петель междузельного типа на основе решения системы кинетических уравнений, описывающих эволюцию дефектов. Получены температурные зависимости набухания и среднего радиуса пор стали 12Х18Н10Т в сравнении с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] была предложена модель набухания стали 12Х18Н10Т, используемой в активной зоне реактора БН-350, на основе кинетических уравнений, которая удовлетворительно объясняет экспериментальные результаты. В рамках предложенной модели проведен расчет изменения концентрации микродефектов, в том числе междузельных дислокационных петель и пор в матрице и на дислокациях. Зависимости набухания и средних размеров макро дефектов от температуры были определены при скорости накопления точечных дефектов $1.4 \cdot 10^{-8}$ сна/с (реактор БН-350) и дозе 7,3 сна.

КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

Численный анализ эволюции точечных дефектов основывается на уравнениях скоростей реакции для точечных дефектов, таких как собственный междузельный атом, вакансия, междузельный атом гелия, замещенный атом гелия и их комплексов [2,3]:

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{K}{\Omega} (1 - f - RC_i C_v -$$

$$- k_{id}^2 + k_{ib}^2 D_i C_i - 4\pi r D_i C_i^2 - 4\pi r D_i C_i C_{He}^s$$

(1)

$$\frac{dC_v}{dt} = \frac{K}{\Omega} (1 - f - RC_i C_v -$$

$$- k_{vd}^2 + k_{vb}^2 D_v C_v - 4\pi r D_v + D_{He}^i C_v C_{He}^i$$

(2)

$$\frac{dC_{He}^i}{dt} = \frac{G_{He}}{\Omega} + 4\pi r D_i C_i C_{He}^s - k_{Hed}^2 + k_{Heb}^2 D_{He}^i C_{He}^i -$$

$$- 4\pi r D_v + D_{He}^i C_v C_{He}^i - 4\pi r D_{He}^i C_{He}^i C_{He}^s + C_{He}^i$$

(3)

$$\frac{dC_{He}^s}{dt} = 4\pi r D_v + D_{He}^i C_v C_{He}^i -$$

$$- 4\pi r D_{He}^i C_{He}^i C_{He}^s - 4\pi r D_i C_i C_{He}^s$$

(4)

$$\frac{dC_b}{dt} = 4\pi r D_{He}^i C_{He}^i C_{He}^s + C_{He}^s$$

(5)

$$\frac{dC_l}{dt} = 4\pi r D_i C_i^2$$

(6)

$$\frac{dn_{He}}{dt} = 4\pi r_b D_{He}^i C_{He}^i \quad (7)$$

где $C_i, C_v, C_{He}^i, C_{He}^s, C_l, C_b$ - концентрации междузельного атома матрицы, вакансии, междузельного атома He, замещенного атома He, междузельных петель, пор в матрице, соответственно. K и G_{He} - скорости накопления френкелевских пар и гелия, f и R - коэффициенты спонтанного и диффузионного рекомбинаций френкелевских пар, соответственно. D_i, D_v, D_{He}^i - коэффициенты диффузии междузельного атома, вакансии и междузельного атома гелия, соответственно. n_{He} - число атомов гелия в поре, k_{ad}^2 и k_{ab}^2 - силы стоков дислокации и пор для точечных дефектов ($\alpha = i, v, He$), Ω - атомный объем.

Одной из важных величин для исследования набухания металлов является фактор предпочтения протяженных дефектов, таких как пора и дислокационная петля. Так как и вакансии, и междузельные атомы при облучении образуются в равных количествах и уничтожаются за счет рекомбинации в равных количествах. Для объяснения многих экспериментальных данных необходимо, чтобы потоки точечных дефектов, достигающие данного стока, различались. В данной работе, преференс-фактор Z_i^b поры для междузельных атомов управляется эффективным давлением газа внутри пузырька [3]:

$$Z_i^b = \exp\left(-\frac{P_{eff} \Omega}{kT}\right), \quad P_{eff} = P_{He} - \frac{2\gamma}{r_b}, \quad (8)$$

где $P_{He} = \frac{n_{He} kT}{n_v \Omega - n_{He} b_v}$ - давление, определяемое уравнением Ван-дер-Ваальса, r_b - радиус поры, b_v - постоянная Ван-дер-Ваальса для гелия, γ - поверхностная энергия. Следует отметить, что эффективное давление в поре может расти до тех пор, пока он меньше некоторого критического давления, равно $\mu b / r_b$. При нарушении этого условия происходит механизм выдавливания петель. Радиус поры при этом уменьшается на величину $dr_b \approx b/4$.

В настоящей работе использовано следующее выражение для скорости роста пор [1]:

$$\frac{dn_v}{dt} = 4\pi r_b D_v C_v - C_v^e - Z_i^b D_i C_i \quad (9)$$

где r_b - средний радиус пор, $C_v^0 = \exp(3)/\Omega \cdot \exp -E_v^f/kT$ - термически равновесная концентрация вакансий в матрице, а $C_v^e = C_v^0 \exp -P_{eff}/kT$ - на поверхности поры.

Кроме зарождения пор в матрице, учитывалось образование пор на дислокациях. Линейная концен-

трация атомов гелия C_1 и пор C_2 на дислокации определяется следующей системой уравнения [4]:

$$\frac{dC_2}{dt} = 8D_{He}^d C_1^2 C_2 \quad (10)$$

$$\frac{dC_1}{dt} = k_{Hed}^2 D_{He}^i C_{He}^i \frac{\Omega}{b} - 8D_{He}^d C_1 C_2^2 - 16D_{He}^d C_1^2 C_2, \quad (11)$$

где C_{He}^i, D_{He}^i - концентрация и коэффициент диффузии одиночных атомов гелия в матрице, D_{He}^d - коэффициент диффузии гелия в трубке дислокации, L - среднее расстояние между порами на дислокациях.

Таблица 1. Основные параметры и константы, использованные при вычислении

Обозначение	Название	Значения	Единица измерения
K	Скорость смещения атомов	$1.4 \cdot 10^{-8}$	сна/с
G_{He}	Генерация гелия в матрицу	10^{-8}	аррм/с
f	Коэффициент спонтанной рекомбинации	$100\Omega C_i + C_v$	
R	Коэффициент случайной рекомбинации	$4\pi r D_i + D_v$	
r	Радиусы захвата точечных дефектов	3.5×10^{-10}	м
D_i	Коэффициент диффузии междоузельного атома матрицы	$10^{-5} \exp -E_i^m/k_b T$	м ² /с
D_v	Коэффициент диффузии вакансии	$5 \cdot 10^{-5} \exp -E_v^m/k_b T$	м ² /с
D_{He}^i	Коэффициент диффузии междоузельного атома гелия	$\approx D_i$	м ² /с
D_{He}^d	Коэффициент диффузии атома гелия в трубке дислокации	$\approx D_i C_{He}^i / C_{He}^i + C_{He}^s$	м ² /с
ρ_d	Плотность дислокаций	10^{11}	м ⁻²
ρ_l	Плотность междоузельных петель	$2\pi r C_l$	м ⁻²
k_{ad}^2	Сила стока дислокации, $\alpha = i, v, He$	$Z_\alpha^d \rho_d + \rho_l$	м ⁻²
k_{ab}^2	Сила стока поры, $\alpha = i, v, He$	$4\pi r_b C_b + r_b^d C_b^d$	м ⁻²
Z_i^d	Преференс фактор дислокации для междоузельных атомов	1.1	
Z_v^d	Преференс фактор дислокации для вакансии	1	
Z_{He}^d	Преференс фактор дислокации для междоузельных атомов гелия	1.1	
b	Вектор Бюргерса	2.5×10^{-10}	м
b_v	константа Ван-дер-Ваальса	1.59×10^{-29}	м ³
Ω	Атомный объем	1.2×10^{-29}	м ³
γ	Поверхностная энергия	2.0	Дж/м ²

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В рамках предложенной модели проведен расчет набухания нержавеющей стали 12Х18Н10Т, а также определены зависимости средних размеров пор от температуры и скорости облучения, с учетом образования гелия. Подгоночными параметрами являлись энергии миграции гелия, вакансии и междоузельного атома, которые лежат в общепринятом интервале значения. При реакторном облучении многих металлов и сплавов порообразование происходит в интервале температур 0.3–0.55 T_{nr} .

На рисунке 1 приведена расчетная зависимость набухания от температуры с учетом параметров, приведенных на этом же рисунке, и значениями ве-

личин указанных в таблице 1, в сравнении с экспериментальными данными [5]. Видно хорошее совпадение результатов расчета с экспериментом в широком интервале температур. Таким образом, выше изложенная схема расчета предполагается достаточно корректной. На рисунке 2 представлена зависимость набухания стали 12Х18Н10Т от температуры, и приведены две экспериментальные точки, которые характеризуется примерно одной повреждающей дозой и скоростью ее набора, выбранных из достаточно большого набора экспериментальных результатов. Остается предполагать, что расчетная кривая является корректной во всей области температур, как и кривая на рисунке 1.

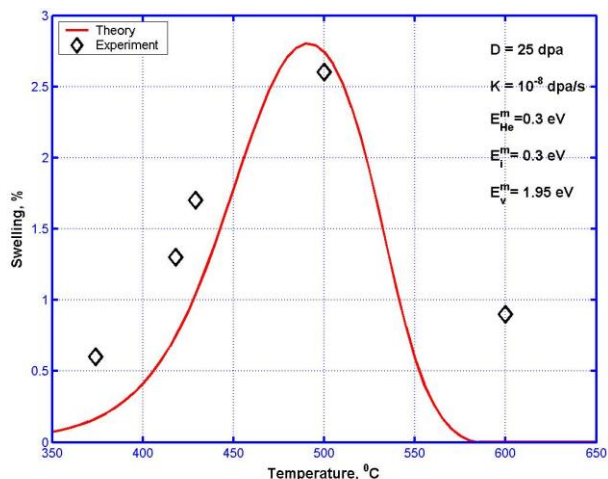


Рисунок 1. Температурная зависимость распухания нержавеющей стали 304 в реакторе быстрых нейтронов [5]

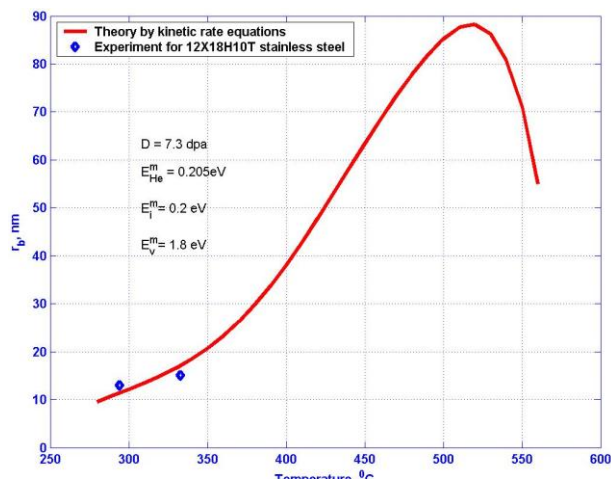


Рисунок 3. Зависимость среднего радиуса пор от температуры

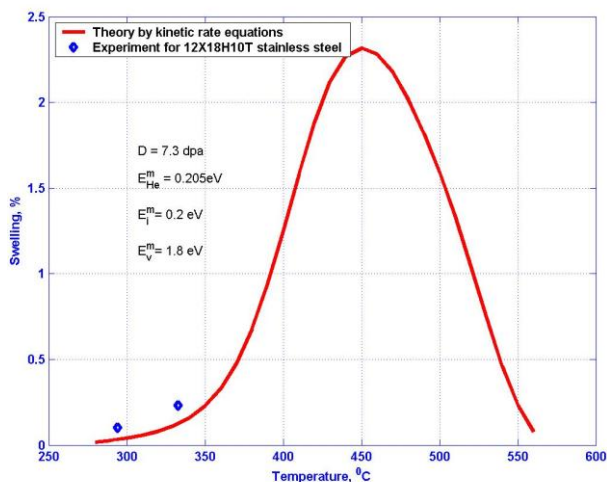


Рисунок 2. Зависимость распухания стали 12X18H10T от температуры

Значения энергии активации E_i^m , E_v^m , E_{He}^m для междоузельного атома, вакансии и атомов гелия, соответственно, приведены на рисунке. На рисунке 3 дана зависимость среднего радиуса поры в сравнении с экспериментом, используемая для расчета распухания (рисунок 1). Ход кривых на рисунках 2 и 3 соответствует общепринятым представлениям, т.е. радиус пор увеличивается до температуры, соответствующей пику распухания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Туркебаев Т.Э., Ганеев Г.З., Сарсембинов Ш.Ш., Максимкин О.П., Азралиев А.Б. //Труды 5-ой международной конференции «Ядерная и радиационная физика», 26-29 сентября 2005 г., Алматы, Казахстан, в печати.
2. Bullough R., Perrin R.C. Growth, stability and interactions of voids and gas bubbles in solids.-In: Radiation damage in reactor materials, Viena: IAEA, 1969, V.2, P. 223-251.
3. Zhang C.H., Chen K.Q., Zhu Z.Y., //Nucl. Instr. and Meth. in Phys.Res. B, 2000, V.169, P. 64-71.
4. Ganeev G.Z., Turkebaev T.E. //The Third Eurasian Conference of Nuclear Science and Its Application, Oktober, 5-8, 2004, Tashkent, Uzbekistan, P.292-293.
5. Harkness S.D., Li Ch.-Y. A model for void formation in metals irradiated in fast neutron environment.-In: Radiation damage in reactor materials, Viena: IAEA, 1969, V.2, P. 189-213.

**БН-350 РЕАКТОРЫНДАҒЫ 12X18H10T БОЛАТ ІСІНУІ МЕН
НҮКТЕЛІК АҚАУЛАРЫНЫҢ ЭВОЛЮЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ**

¹Ганеев Г.З., ²Сарсембинов Ш.Ш., ¹Азралиев А.Б.

¹*ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан*

²*Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы*

Тотықпайтын болаттың ісінуі, нүктелік ақаулар эволюциясы, гелий қуыстары мен түйінаралық типтегі дислокациялық құрықтар кинетикалық теңдеулер негізінде зерттелген. 12X18H10T болаттың ісінуі мен қуыстардың орташа радиусының температураға тәуелділігі эксперименталдық берілгендермен салыстырмалы түрде алынған.

**A STUDY OF SWELLING AND EVOLUTION OF POINT DEFECTS
OF STEEL 12X18H10T OF THE REACTOR BN-350**

¹G.Z. Ganeev, ²Sh.Sh. Sarsembinov, ¹A.B. Azraliev

¹*Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan*

²*Al-Farabi Kazakhstan National University, Almaty*

Swelling of stainless steel, evolution of point defects and interstitial dislocation loops have been studied on the base of kinetical equations. Temperature dependence of swelling and mean radius of bubbles of the 12X18H10T type steel has been obtained with comparison of the experimental data's.

УДК 539.2(061.3)

УЧЕТ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА ПРИ РАСЧЕТАХ РАДИАЦИОННОЙ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ СЕГРЕГАЦИИ

Ганеев Г.З., Карпиков А.Н., Туркебаев Т.Э.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Предложена модель для расчета радиационной зернограничной сегрегации в металлах, в которой учитывается наличие в материале элементов дефектной структуры. В рассмотрение включены как радиационные (дислокационные петли, вакансионные поры), так и нерадиационные (краевые дислокации, границы зерен) дефекты. Учет радиационных дефектов – изменение плотности и размеров пор и петель – приводит к ослаблению величины зернограничной сегрегации. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Радиационно-индуцированная зернограничная сегрегация в металлах и сплавах – неравновесный контролируемый диффузией процесс, который в значительной степени несет ответственность за поведение облучаемых материалов, особенно в условиях, характерных для работы ядерного реактора. Она оказывает существенное влияние на многие свойства материалов и, в первую очередь, на механические свойства и в частности, разрушение.

В условиях реакторного облучения образуются точечные дефекты – вакансии и междоузельные атомы – в количестве, значительно превышающем их равновесные концентрации. При достаточно высоких температурах (0.3-0.5 температуры плавления) эти дефекты подвижны и перемещаются в положения с более низкой энергией, такие как свободные поверхности, границы зерен, дислокации, поры и другие стоки дефектов. Сегрегация проявляется в том случае, когда атомы одного из компонентов имеют преимущественную связь с потоком какого-либо одного типа дефектов.

Облучение стимулирует изменение внутренней дефектной структуры зерен: за счет роста дислокационных петель изменяется полная плотность дислокаций, происходит зарождение и рост вакансионных пор и т. д. Это ведет к перераспределению диффузионных потоков как внутри зерна, так и к границам, и, как следствие, вызывает изменение величины зернограничной сегрегации.

Для определения величины потоков атомов и дефектов к границе зерен необходимо решить следующую систему уравнений [1]:

$$J_A = -D_A \alpha \nabla C_A + d_{Av} N_A \nabla C_v - d_{Ai} N_A \nabla C_i$$

$$J_B = -D_B \alpha \nabla C_B + d_{Bv} N_B \nabla C_v - d_{Bi} N_B \nabla C_i$$

$$J_v = d_{Av} N_v \alpha \nabla C_A + d_{Bv} N_v \alpha \nabla C_B - D_v \nabla C_v = (d_{Av} - d_{Bv}) N_v \alpha \nabla C_A - D_v \nabla C_v$$

$$J_i = -d_{Ai} N_i \alpha \nabla C_A - d_{Bi} N_i \alpha \nabla C_B - D_i \nabla C_i = -(d_{Ai} - d_{Bi}) N_i \alpha \nabla C_A - D_i \nabla C_i$$

Здесь J_β – поток типа β , ($\beta = A, B$ соответствует атомам A, B; $\beta = i$ – междоузлиям, $\beta = v$ – вакансиям), D_β – коэффициенты диффузии типа β , C_β – концентрации, $d_{\beta\beta'}$ – парциальные коэффициенты диффузии (диффузии атомов β за счет точечных дефектов типа β'), N_β – атомные доли типа β , α – термодинамический коэффициент.

Чтобы получить эволюцию распределения атомов и дефектов во времени и пространстве, эта система связанных дифференциальных уравнений должна быть решена для соответствующих начальных и граничных условий. Используя эти потоки, мы получаем

$$\frac{\partial C_v}{\partial t} = \nabla \cdot [-(d_{Av} - d_{Bv}) \alpha \nabla C_v \nabla C_A + D_v \nabla C_v] +$$

$$+ K_0 - RC_v C_i - k_v^2 D_v C_v,$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \nabla \cdot [(d_{Ai} - d_{Bi}) \alpha \nabla C_i \nabla C_A + D_i \nabla C_i] +$$

$$+ K_0 - RC_v C_i - k_i^2 D_i C_i,$$

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} = \nabla \cdot [D_A \alpha \nabla C_A + \Omega C_A (d_{Ai} \nabla C_i - d_{Av} \nabla C_v)].$$

Здесь K_0 – скорость образования точечных дефектов, R – скорость их взаимной рекомбинации, k_β^2 – мощность стоков элементов внутренней дефектной структуры. Для пор

$$k_\beta^2 = 4\pi r_h \rho_h$$

и для дислокаций

$$k_\beta^2 = Z_\beta \rho_d$$

где ρ_h и ρ_d – плотности пор и дислокаций в материале, r_h – средний размер пор. Величина, характеризующая эффективность взаимодействия точечного дефекта типа β с дислокацией Z_β равна

$$Z_\beta = \frac{2\pi}{\ln |2R_d / L_\beta|},$$

где

$$L_{\beta} = \frac{(1+\nu)\mu b \Delta V_{\beta}}{3(1-\nu)\pi kT},$$

μ – модуль сдвига, ν – коэффициент Пуассона, ΔV_{β} – релаксационный объем, R_d – среднее расстояние между дислокациями, k – постоянная Больцмана, T – температура.

На основании изложенного были проведены численные расчеты зависимости величины радиационной сегрегации в сплаве Ni-25ат. %Cu от расстояния до границы при температуре 500°C и временах 10 с, 100 с, 1000 с и 10⁴ с и зависимости величины сегрегации от расстояния до границы для времени 10⁴ с при температурах 400, 500 и 600°C. Расчеты проведены для бинарного сплава Ni-25 ат. % Cu. Параметры, характеризующие свойства вакансий и междоузлий, условия облучения и коэффициенты диффузии взяты на основе [1], характеристики материалов – согласно [2]. В силу симметричности задачи вычисления проведены для одной половины зерна размера d (=500 нм). Условия на границах, то есть на поверхности и в центре зерна, были определены следующим образом. В центре зерна ($x = (1/2)$

d), все градиенты концентраций были установлены равными нулю:

$$\frac{\partial C_i(t, \frac{1}{2}d)}{\partial x} = \frac{\partial C_v(t, \frac{1}{2}d)}{\partial x} = \frac{\partial C_A(t, \frac{1}{2}d)}{\partial x} = 0.$$

На поверхности зерна ($x=0$) концентрации междоузлий и вакансий были установлены в их термически равновесных значениях. Отсутствующее граничное условие на поверхности зерна для концентрации элемента А было заменено условием сохранения

$$\int_0^{d/2} C_A(t, x) dx = \frac{1}{2} C_A^0 d,$$

где C_A^0 – первоначально однородная концентрация элемента А. Использовалась пространственно однородная скорость образования дефектов K_0 .

Результаты расчетов представлены на рисунке 1 (а, б) в сопоставлении с экспериментальными данными из [3], (рисунок 1, в).

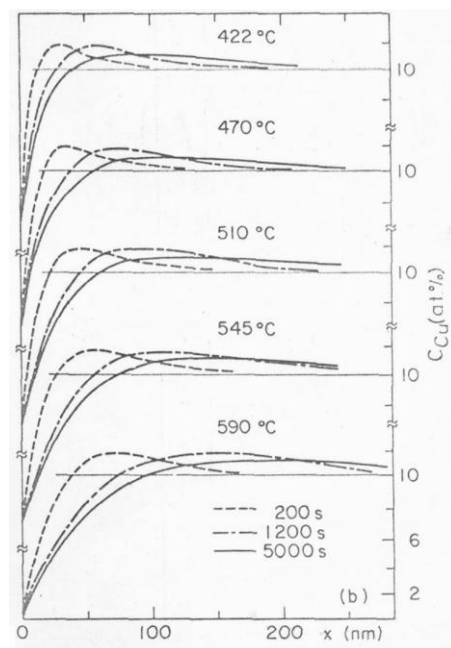
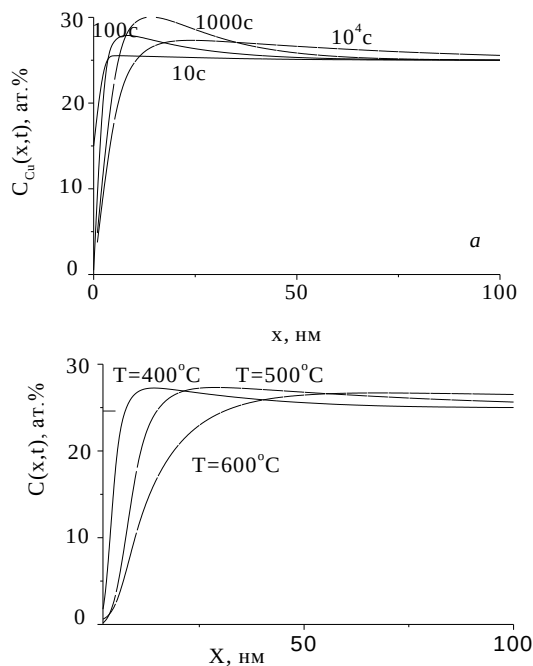


Рисунок 1. Результаты расчетов зависимости величины зернограничной сегрегации от расстояния до границы при различных временах (а) и температурах облучения (б) в сравнении с экспериментальными данными

Результаты расчетов показывают, что использованная модель адекватно отражает поведение как временной, так и температурной зависимостей радиационной сегрегации: уменьшение интенсивности при одновременном увеличении величины эффекта, как при увеличении температуры, так и с увеличением времени испытаний.

Для определения степени влияния элементов внутризеренной дефектной структуры на процесс

зернограничной сегрегации проведены расчеты зависимости величины изменения сегрегации ΔC_{Cu} (по сравнению с бездефектным кристаллом) от плотности вакансионных пор и плотности дислокаций. Результаты приведены на рисунках 2 и 3.

Вакансионные поры, являясь нейтральными стоками для точечных дефектов, эффективно способствуют объемной рекомбинации, и поэтому их роль сводится исключительно к ослаблению зерногра-

ничной сегрегации. В рассмотренном интервале изменения плотности вакансионных пор их присутствие ослабляет эффект обеднения меди почти в 9 раз.

Краевые дислокации (включающие в себя как дислокации сетки, так и дислокационные петли), также представляют собой мощные стоки для точечных дефектов. Однако, поглощая преимущественно межузельные атомы, они более сложно влияют на картину сегрегации. Если сегрегация обусловлена преимущественной связью сегрегирующего элемента с потоком вакансий, то ее величина возрастает. Если же сегрегация реализуется за счет межузельного механизма диффузии, то присутствие краевых дислокаций должно ослаблять ее эффект. В нашем случае роль краевых дислокаций проявилась только в уменьшении обеднения меди на границе (от 4.7 до 26.8 раз в исследованном интервале плотностей дислокаций). Это подтверждает высказанное в работе [4] предположение о том, что основным механизмом, ответственным за процесс зернограничной сегрегации, является вакансионный механизм диффузии сегрегирующих элементов.

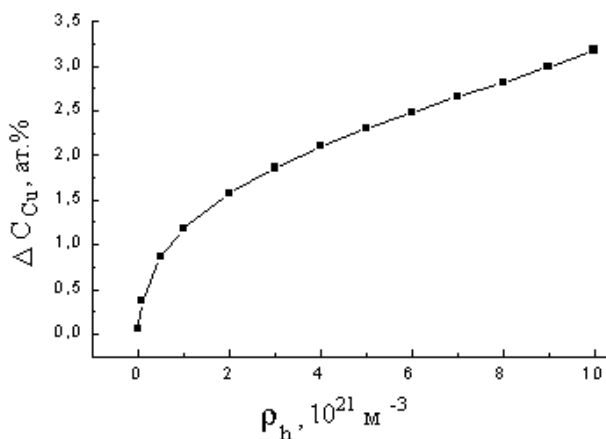


Рисунок 2. Зависимость изменения концентрации меди ΔC_{Cu} у границы зерен от плотности вакансионных пор ρ_h . Средний размер пор r_h равен 15 нм

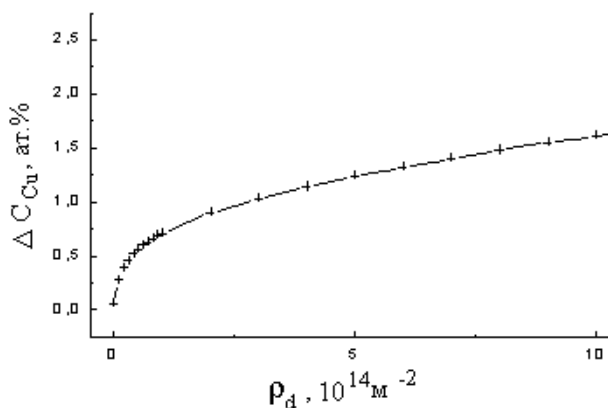


Рисунок 3. Зависимость изменения концентрации меди ΔC_{Cu} у границы зерен от плотности краевых дислокаций

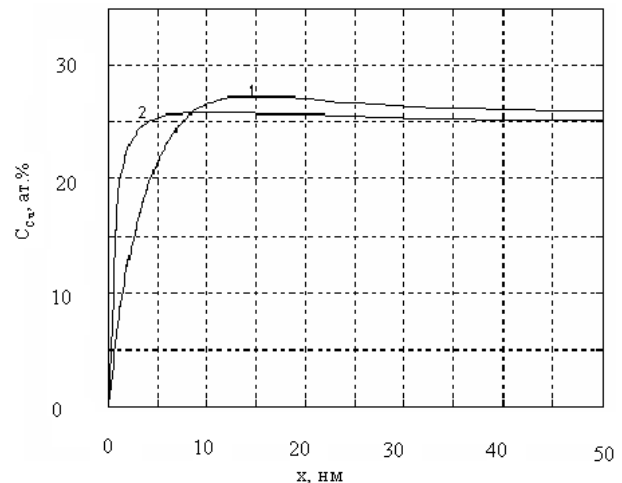


Рисунок 4. Расчетная зависимость концентрации меди C_{Cu} от расстояния до плоскости границы x . Кривая 1 – без учета влияния внутренней структуры ($\rho_d=0$, $\rho_h=0$); кривая 2 – при $\rho_d=10^{14} \text{ м}^{-2}$, $\rho_h=10^{21} \text{ м}^{-3}$, $r_h=1.5 \times 10^{-8} \text{ м}$

На рисунке 4 приведена зависимость концентрации меди в образце от расстояния до геометрической плоскости границы. Расчеты проведены как для бездефектного образца, так и для образца, содержащего вакансионные поры и краевые дислокации. Видно, что присутствие развитой внутренней дефектной структуры материала проявляется как стабилизирующий фактор, препятствующий перераспределению компонентов материала из объема к границе, т. е. процессу зернограничной сегрегации.

Для более точного описания процессов зернограничной сегрегации необходимо учитывать также структуру самой границы. Для исследования сегрегации на специальных и близких к ним границах зерен принята физическая модель, основанная на теории решетки совпадающих узлов (PCY). Специальные и близкие к ним границы (разделяющие кристаллические решетки, разориентировка которых отклоняется от специальной на угол θ порядка нескольких градусов) представляют собой плоскости, проходящие через узлы PCY и содержащие сетки зернограничных дислокаций с векторами Бюргерса полной решетки наложений. В этом случае граница не является идеальным стоком и потоки точечных дефектов, ответственные за сегрегацию, определяются их взаимодействием с упругим полем зернограничных дислокаций.

Результаты машинного моделирования специальных границ зерен [5] показывают, что специальные границы содержат строго определенное количество точечных дефектов, которые являются для них структурными элементами. Поэтому в процессе сегрегации довольно быстро наступает их насыщение атомами адсорбента, а дальнейшее их поглощение связано с отклонением разориентировки от специальной и появлению зернограничных дислокаций [6]. Таким образом, в случае специальных границ

задача сводится к нахождению термически равновесной концентрации структурно-необходимых точечных дефектов в плоскости границы.

С другой стороны, энергия специальных границ $U_{\text{с}}$, согласно [7], определяется как

$$U_{\text{с}} = U_{\text{пр}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\Sigma}} \right).$$

Здесь Σ – обратная плотность совпадающих узлов, а коэффициент $U_{\text{пр}}$ совпадает со средней энергией большеугловых границ, измеренной в опытах на поликристаллах, в которых вклад произвольных границ является преобладающим. Это соотношение позволяет объяснить резкие минимумы энергии (и, соответственно, минимумы сегрегации) при специальных разориентировках. Энергия границ зерен с разориентировкой, отклоняющейся от специальной на несколько градусов, находится путем введения в специальную границу сетки зернограницных дислокаций, вектор Бюргерса которых меньше, чем у решеточных дислокаций. Такой подход применим до тех пор, пока ядра

зернограницных дислокаций не начинают перекрываться.

Поскольку специальные и близкие к ним границы не являются идеальными стоками, необходимо при расчете к ним потоков точечных дефектов их мощность, определяемую как

$$k_{\text{gb}\beta}^2 = \frac{6}{d} Z_{\beta}^{\text{gb}} \rho_{\text{gb}},$$

где d – размер зерна, ρ_{gb} – плотность зернограницных дислокаций, а Z_{β}^{gb} – параметр, характеризующий взаимодействие дислокационной сетки с точечным дефектом типа β . Для границы наклона применимо соотношение [8]

$$Z_{\beta}^{\text{gb}} = \left(\frac{d}{2h} + \frac{1}{\pi} \ln \frac{h}{\pi L_{\beta}} \right)^{-1},$$

где $h = 1/\rho_{\text{gb}}$, а при расчете L_{β} учитывается вектор Бюргерса зернограницных дислокаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wiedersich H., Okamoto P.R., Lam N.Q. A theory of radiation-induced segregation in concentrated alloys. Journal of Nuclear Materials. - 1979. - V. 83. - P. 98.
2. Фрост Г. Дж., Эшби М. Ф. Карты механизмов деформации. Пер. с англ. Берштейна Л. М. Челябинск: Металлургия. Челябинское отделение. – 1989. - 328 с.
3. Wagner W. et al. Radiation-induced segregation in Ni-Cu alloys. Phys. Rev. B. 1983. - V. 28. - №12. - P. 6780-6794.
4. Allen T.R., Busby J.T., Was G.S., Kenik E.A. On the mechanism of radiation-induced segregation in austenitic Fe-Cr-Ni alloys. Journal of Nuclear Materials. 1998. - V. 255. – P. 44-58.
5. Покропивный В.В., Ягодкин В.В. Моделирование взаимодействия вакансии со специальными границами наклона в объемно-центрированной кубической решетке. ФММ. - 1983. - Т. 56. - Вып. 2. - С. 392-396.
6. Копецкий Ч.В., Орлов А.Н., Фионова Л.К. Границы зерен в чистых материалах. М.-Наука.-1987.- 158 с.
7. Бокштейн Б.С. Диффузия в металлах. М. – Металлургия.- 1978.- 248 с.
8. Галимов Р.Р., Горячев С.Б., Танаков М.Ю. Численный расчет мощности стока малоугловои границы наклона.- Моделирование на ЭВМ дефектов структуры кристаллов.- Ленинград. ФТИ им. Иоффе АН СССР.- 1986.- С.184-185.

РАДИАЦИОННАЯ ДЭШЕКТІК СЕГРЕГАЦИЯНЫ ЕСЕПТЕУ КЕЗІНДЕГІ МАТЕРИАЛДЫҢ АҚАУЛЫҚ ҚҰРЫЛЫМЫН ЕСКЕРУ

Ганеев Г.З., Карпиков А.Н., Туркебаев Т.Э.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Материалда ақаулық құрылым элементтері ескерілетін метал ішіндегі радиациялық дәншектік сегрегацияны есептеуге арналған модель ұсынылған. Радиациялық (дислокациялық құрықтар, вакансиялық қуыстар) және радиациялық емес (шеттік дислокация, дән шекарасы) ақауларды қарастыру енгізілген. Радиациялық ақауларды ескеру – қуыстар мен құрықтардың тығыздығы мен размерлерінің өзгерісі – дәншектік сегрегация шамасының бәсеңдеуіне алып келеді. Алынған нәтижелер эксперименталдық берілгендермен сәйкес келеді.

**THE ACCOUNT OF DEFECT STRUCTURE OF A MATERIAL
AT CALCULATIONS OF A RADIATION GRAIN BOUNDARY SEGREGATION**

G.Z. Ganeyev, A.N. Karpikov, T.E. Turkebaev

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The model for calculation of a radiation grain boundary segregation in metals is offered, in which the presence in a material of elements of defect structure is taken into account. In consideration are included as radiation (dislocation loops, vacansion voids), and not radiation (edge dislocations, grain boundary) defects. The account of radiation defects - the change of density both sizes of voids and loops - results in easing value of a grain boundary segregation. The received results will satisfactorily be coordinated to available experimental data.

УДК 621.039.531: 621.78: 620.187.3

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВРЕМЕНИ ПОСТ-РАДИАЦИОННОЙ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ВЫДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ФАЗ В ОБЛУЧЕННОЙ НЕЙТРОНАМИ СТАЛИ 12X18H9T

Цай К.В., Максимкин О.П., Турубарова Л.Г., Чакров П.В.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), металлографии и измерения микротвердости исследованы особенности образования и эволюции термически индуцированных вторичных выделений в нержавеющей аустенитной стали 12X18H9T, облученной в активной зоне исследовательского реактора ВВР-К до повреждающей дозы 5 сна, а затем подвергнутой изохронным (в течение 1 часа в интервале температур 450°C ÷ 1050°C) и изотермическим (при 800°C) отжигам.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что предварительное нейтронное облучение существенно влияет на характер диффузионных и сегрегационных процессов в высоколегированных сталях при последующей термообработке, в результате чего наблюдается выделение вторичных фаз, которые не образуются при аналогичных температурах отжига необлученного материала или имеют иную морфологию и механизм образования. Многоступенчатый отжиг и последующая характеристика изменений микроструктуры и свойств облученной стали дают возможность детально проследить этапы формирования и роста частиц вторичных фаз от состояния предвыделений и полной когерентности с матрицей до образования глобулярных выделений и потери когерентности.

Работы, где рассматривалось бы влияние параметров пост-радиационного отжига на структурно-фазовые превращения в облученных металлах и сплавах, достаточно многочисленны (например, [1-5]). Особый интерес представляют исследования, где термообработке подвергаются материалы, имеющие после облучения развитую дефектную микроструктуру. Одним из таких примеров могут служить стали и сплавы, облученные нейтронами до высоких повреждающих доз при малой скорости повреждения и сравнительно невысокой температуре. В настоящей работе рассматриваются особенности образования и эволюции вторичных фаз в аустенитной нержавеющей стали 12X18H9T, облученной нейтронами в исследовательском реакторе ВВР-К до дозы 5 сна при температуре 80°C и подвергнутой пост-радиационным отжигам.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектом исследования служила аустенитная нержавеющая сталь 12X18H9T - материал сердечника стержня тонкого автоматического регулирования (АР) активной зоны реактора ВВР-К. Химический состав стали 12X18H9T в состоянии поставки приведен в таблице 1.

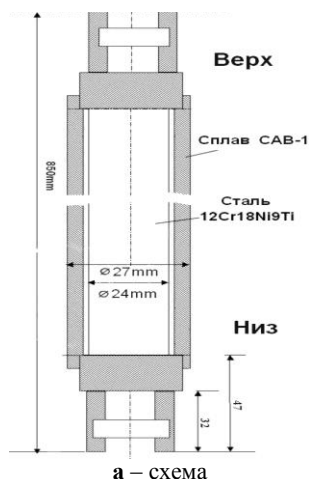
Таблица 1. Химический состав аустенитной нержавеющей стали 12X18H9T (вес.%)

Fe	C	Cr	Ni	Ti	Si	Mn	S	P	Cu
основа	0.12	17.0	9.5	0.6	0.34	1.6	0.01	0.02	0.2

Стержень АР (рисунок 1) облучался сравнительно слабыми нейтронными потоками в течение длительного времени (25 лет), за которое нижний конец стального регулятора, постоянно находившийся в активной зоне реактора, набрал флюенс нейтронов 1.3×10^{22} н/см² при максимальной температуре облучения 80°C. Повреждающая доза, рассчитанная в соответствии с NRT- стандартом, составляла ~5 сна.

Образцы для исследования изготавливали из материала нижнего конца стержня АР в виде плоскопараллельных пластин 18×4×0.3мм, из которых затем выбивали Ø3мм диски для просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Утонение ПЭМ-объектов проводили с помощью струйной электрополировки при температуре 16°C в электролите следующего состава: 20 мл HClO₄ + 70мл C₂H₅OH + 70мл C₃H₈O. Тонкую микроструктуру стали исследовали с помощью стандартных методик на просвечивающем электронном микроскопе JEM-100CX при ускоряющем напряжении 100кВ. Размеры зерен и строчечных вторичных выделений оценивали с помощью металлографического микроскопа НЕОРНОТ-2. Микротвердость поверхности стальных образцов определяли по методике Виккерса на микротвердомере ПМТ-3 при нагрузке на индентор 50г.

Для изучения особенностей пост-радиационного термического старения стали 12X18H9T, облученной нейтронами до сравнительно высокого флюенса, проводилась серия часовых изохронных отжигов в вакуумной печи СШВЛ-2 в интервале температур 450-1050°C с шагом 100°C.



б – общий вид стержня в горячей камере перед разделкой

Рисунок 1. Стержень тонкой регулировки нейтронных потоков в активной зоне реактора ВВР-К

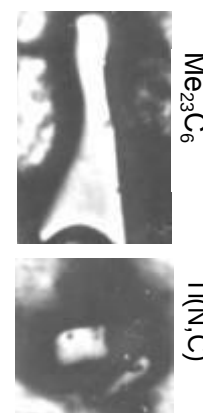
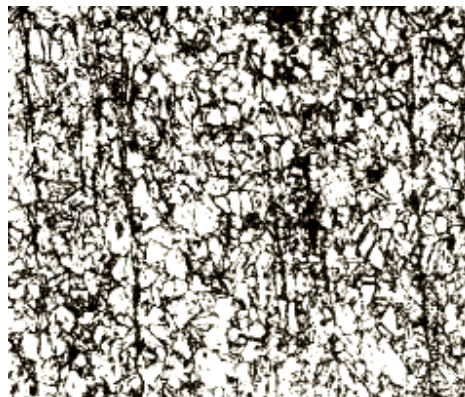
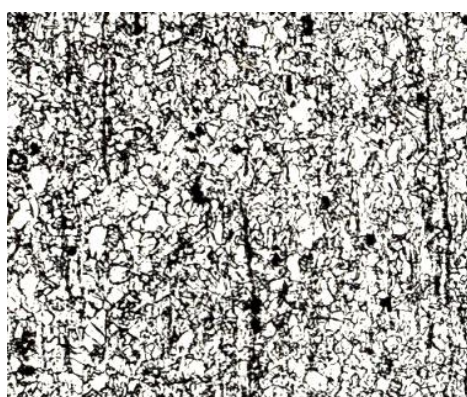
Учитывая то обстоятельство, что микроструктура материала в центральной области (вблизи оси стального сердечника) и на периферии (вблизи боковой поверхности) имели заметные отличия, часть результатов была получена на образцах, вырезанных с одной и той же отметки, но на разном расстоянии от оси стержня (менее 2 мм от оси – центральная область, более 4 мм – периферия). Дополнительно проводились изотермические отжиги облученной стали 12Х18Н9Т при температуре 800°C. Время отжига варьировалось следующим образом: без выдержки при заданной температуре и с выдержкой в течение 1 часа, 10 и 100 часов. Преимущественно результаты были получены для образцов, вырезанных с периферии стержня.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Изохронные отжиги

Металлография. Микроструктура образцов, вырезанных с нижнего конца стержня АР из участков, расположенных вблизи оси стержня (центр) и на периферии, представлена на рисунке 2. Исследования показали, что до проведения пост-радиационного отжига кристаллическая структура стали была неод-

нородной – размеры зерен изменялись в интервале значений 10 ÷ 40 мкм. Средний размер зерна в образцах, вырезанных с периферии составил 20 мкм, а в центре – 10 мкм, соответственно. По границам зерен в облученной стали 12Х18Н9Т до отжига и после пост-радиационных изохронных отжигов (1 час) были обнаружены строчечные выделения карбонитридов титана и карбидов типа $Me_{23}C_6$. Кроме того, наблюдались колонии δ -феррита, ориентированные вдоль оси стержня. При этом содержание δ -феррита в образцах с периферии значительно больше, чем в центральной области стержня. Измеренные значения микротвердости материала центра и периферии практически не отличаются друг от друга и равны 391 кг/мм². Металлография отожженных образцов показала, что при времени отжига 1 час в температурном интервале 200-950°C средний размер зерен и состав карбидных выделений практически не менялся. Значительный рост зерна, а также изменение состава вторичных фаз наблюдался только после отжига при 1050°C.



а – область вблизи оси стержня; б – периферийная область (×160); в – отдельные строчечные выделения (×2000).

Рисунок 2. Микроструктура облученной нейтронами аустенитной нержавеющей стали 12Х18Н9Т, вырезанной из нижнего конца стержня АР

ПЭМ. Мелкодисперсные выделения. Согласно данным ПЭМ, микроструктура стали 12Х18Н9Т после нейтронного облучения до 5 сна характеризовалась наличием развитой пространственной сетки междоузельных дислокационных петель Франка, внутри «ячеек» которой размещались однородно распределенные кластеры дефектов. В температурном интервале изохронных отжигов 550-650°C имели место исчезновение из микроструктуры кластеров, отжиг дефекта упаковки (ДУ) внутри петель и трансформация петель Франка в полные петли. Термически индуцированные вторичные выделения наблюдались после изохронных отжигов, начиная с температуры 750°C, когда концентрация дислокационных петель существенно сократилась и составила $1.74 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

ПЭМ-изображения микроструктуры облученной стали 12Х18Н9Т после изохронных отжигов в интервале температур 750-1050°C приведены на рисунке 2. С появлением в зернах множественных петлеобразных дефектов на электронограммах присутствуют экстремальные рефлексы, принадлежащие выделениям вторичных фаз. С целью идентификации выделений были проанализированы несколько дифракционных картин, полученных при различной ориентации аустенитных зерен. Согласно данным рентгеновской дифрактометрии [6], параметр ГЦК-решетки γ -аустенита исследуемой стали после отжига во всем исследуемом интервале температур изменялся слабо и был принят равным 0.359 нм. В результате индексации сечений обратных решеток, представленных на рисунке 2, для различных температур изохронного отжига были получены ориентационные соотношения для ГЦК-аустенита и исследуемых выделений:

$$1\bar{1}1_{\gamma} \parallel 1\bar{1}1_{\text{фаза}}, \langle 110 \rangle_{\gamma} \parallel \langle 110 \rangle_{\text{фаза}}; \text{ (рисунок 3а)}$$

$$11\bar{1}_{\gamma} \parallel 11\bar{1}_{\text{фаза}}, \langle 112 \rangle_{\gamma} \parallel \langle 112 \rangle_{\text{фаза}}; \text{ (рисунок 3в)}$$

$$010_{\gamma} \parallel 010_{\text{фаза}}, \langle 001 \rangle_{\gamma} \parallel \langle 001 \rangle_{\text{фаза}}. \text{ (рисунок 3г)}$$

Полученное подобие дифракционных картин от вторичных выделений и аустенитной матрицы свидетельствует о сохранении параллельного сопряжения решеток этих фаз, что характерно для эпитаксии

ально выращенных слоев второй фазы, постоянная решетки которой лишь слегка отличается от матричной. Рассчитанная величина параметра решетки вторичной фазы составила 0.420 нм. Из всех возможных для стали 12Х18Н9Т фаз, известных из литературы, ГЦК структура с данным значением постоянной решетки ближе всего подходит соединениям титана TiN (ГЦК) $a = 0.424 \text{ нм}$, TiC (ГЦК) $a = 0.420 \div 0.433 \text{ нм}$ [7-8] или, возможно, карбонитридам титана Ti (C,N).

При съемке в светлом поле мелкодисперсные частицы вторичной фазы, наблюдавшиеся в стали, отожженной в интервале температур 750-950°C, имеют ту же прозрачность, что и матрица, и различимы лишь по равномерному контрасту на микронапряжениях вокруг частиц. Данный контраст также указывает на наличие полной когерентности выделений с матрицей.

В таблице 2 приведены количественные характеристики выделений, рассчитанные по результатам ПЭМ-исследований и усредненные для образцов, вырезанных вблизи оси стального стержня и на периферии. Из представленных данных видно, что максимальная плотность мелкодисперсных выделений наблюдалась после отжига при 750°C. С повышением температуры концентрация частиц мелкодисперсной фазы резко уменьшается, что может свидетельствовать о преобладании процессов диффузионного растворения атомов примеси над их сегрегацией, поскольку уровень локальной пересыщенности твердого раствора атомами углерода (азота) убывает. Средний размер выделений практически не меняется до 950°C и резко возрастает после отжига при 1050°C. Последнее, вероятно, свидетельствует о процессах коалесценции частиц в результате термодиффузии атомов примеси от более мелких образований к более крупным. После отжига при максимальной (из рассмотренных в данной работе) температуре 1050°C отслеживаемые вторичные выделения встречаются эпизодически. При увеличении среднего размера в 2 раза и более, частицы становятся непрозрачными по сравнению с матрицей и утрачивают полную когерентность с матрицей.

Таблица 2. Характеристики мелкодисперсных вторичных выделений, полученные из ПЭМ- снимков

Температура отжига, °C	Средняя плотность, см^{-3}	Средний размер выделений, нм
750	1.0×10^{16}	16.3
800	6.7×10^{15}	14.3
850	5.8×10^{15}	13.5
950	3.2×10^{15}	15.8
1050 **	5.0×10^{14}	29.5

** расчет параметров проведен для редких зерен, где наблюдалось скопление частиц.

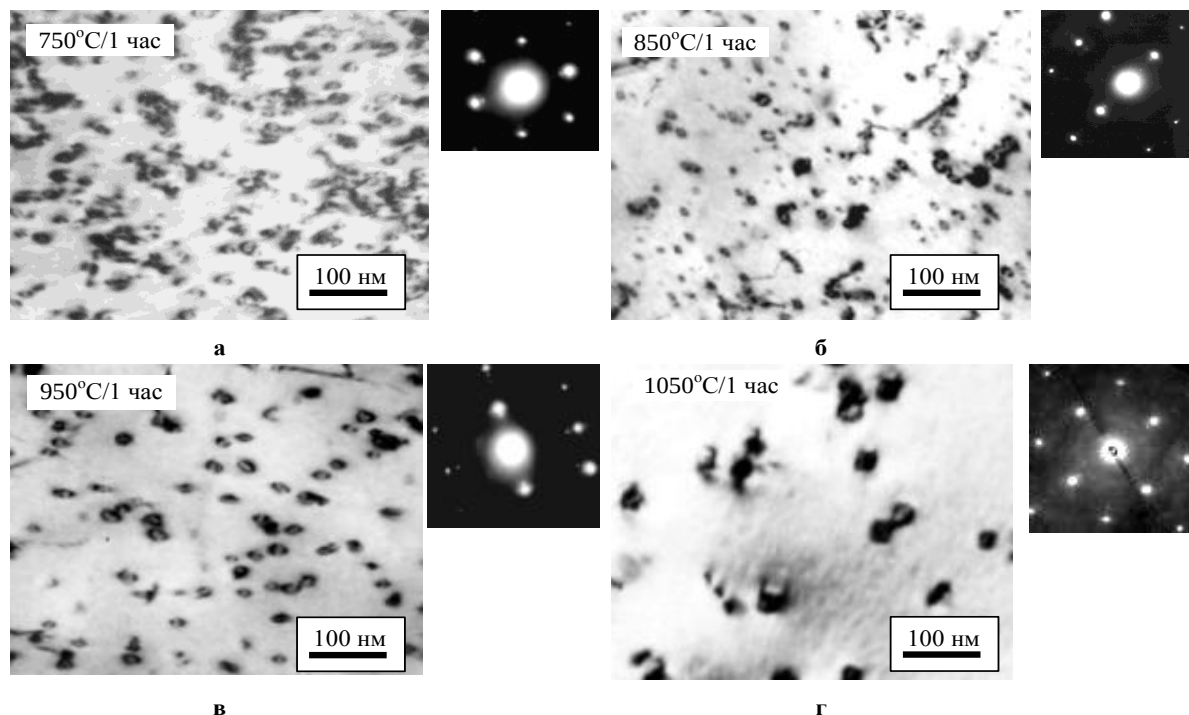


Рисунок 3. Мелкодисперсные выделения вторичных фаз (карбидов и нитридов титана) в облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т после изохронного отжига в течение 1 часа в интервале температур 750-1050°С.

ПЭМ. Строчечные выделения. Среди многих особенностей изменений микроструктуры облученной стали 12Х18Н9Т в результате отжига при температуре 1050°С (1 час) можно отметить значительный рост зерен, наличие отдельных практически бездефектных зерен с небольшим содержанием гелиевых пор, растворение большей части мелкодисперсных выделений нитридов (карбидов) титана и образование двух новых типов вторичных выделений.

Первый тип выделений (преимущественный) – это цепочки частично когерентных с матрицей гранулированных карбидных частиц, выпавших на дислокациях, границах зерен и двойников. На рисунке 4а приведена электронограмма от соседних зерен, содержащая два набора рефлексов вторичных фаз, каждая из которых сопряжена со своим зерном. Преобладающая часть вторичных выделе-

ний непрозрачна для электронного пучка, в результате чего на электронограммах присутствовали только отдельные слабые рефлексы, принадлежащие карбиду титана TiC.

Второй вид – протяженные пластинчатые выделения вдоль границ зерен, также частично когерентные с матрицей и имеющие ГЦК-структуру (рисунок 4(б)). Для них выполнялись следующие ориентационные отношения

$$\bar{1}01_{\gamma} \parallel \bar{1}01_{\text{фаза}}, \langle 111 \rangle_{\gamma} \parallel \langle 111 \rangle_{\text{фаза}}.$$

При этом расстояние между рефлексами от выделений составляло примерно 1/3 расстояния между рефлексами матрицы. Оценка параметра ГЦК решетки второй фазы дала величину $a = 1.067\text{нм}$, что наиболее соответствовало вторичному карбиду Me_{23}C_6 ($a = 1.057 \div 1.068\text{нм}$) [5].

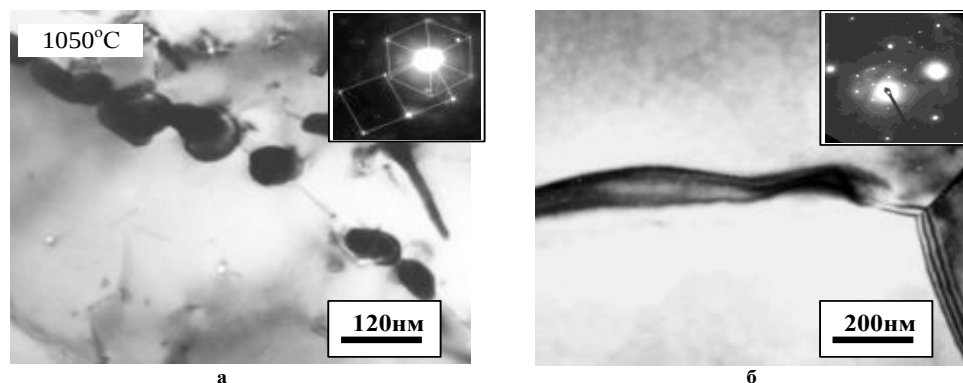


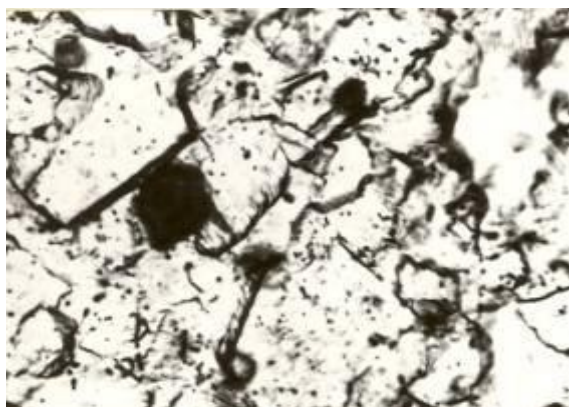
Рисунок 4. Вторичные выделения в стали 12Х18Н9Т после отжига при 1050°С (1 час)

Изотермические отжиги

Металлография. Заметные изменения в микроструктуре вторичных выделений начинают проявляться в облученной стали 12Х18Н9Т после отжига при 800°C при выдержке 10 и 100 часов (рисунок 5).

В частности, наблюдается уменьшение количества колоний δ -феррита и увеличение концентрации вторичных выделений в матрице зерен. Сокращение колоний δ -феррита свидетельствует о его распаде под действием температуры с образованием карби-

дов хрома Cr_{23}C_6 и σ -фазы (FeCr). Рост содержания мелких выделений в зерне наиболее ярко выражен после 100 часового отжига. При этом часть частиц имеет четкую геометрическую форму, что характерно для нитридов титана. Остальные выделения, не обладающие четкой огранкой, скорее всего, являются карбидами титана. Средний размер зерна при увеличении времени отжига практически не менялся и составлял около 20 мкм.



а



б

Рисунок 5. Микроструктура облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т после изотермических отжигов при 800°C: время выдержки 10 часов (а) и 100 часов (б). $\times 2000$

ПЭМ. Микроструктура облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т после проведения серии изотермических отжигов при температуре 800°C представлена на рисунке 6. За исключением максимального времени отжига 100 часов, микроструктура всех образцов характеризовалась наличием мелкодисперсных выделений. Полученные от наблюдаемых выделений дифракционные картины полностью идентичны расшифрованным в предыдущем параграфе и принадлежат мелкодисперсным частицам нитридов и карбидов титана. В микроструктуре наблюдали также отдельные крупные глобулярные частицы вторичных фаз непрозрачные для электронного пучка. В окрестности частиц не выявлено характерного контраста на микронапряжениях, что говорит об их некогерентности с аустенитной матрицей.

Исследования показали рост среднего размера зерен в результате увеличения времени отжига. Уже после отжига в течение 1 часа в зернах наблюдали свободные от дефектов приграничные области, по протяженности сравнимые с размером самих зерен. Было выявлено много мелких зерен с рекристаллизованной микроструктурой, не содержащих петель или выделений, но имеющих незначительную плотность гелиевых пузырьков (рисунок 7). Увеличение времени отжига при температуре 800°C привело к уменьшению концентрации вторичных выделений в матрице. При этом существенно выросла доля микроструктуры, свободной от радиационно-термических дефектов. Поэтому следует отметить,

что расчетные характеристики по вторичным выделениям (плотность, средний размер), оцененные из данных ПЭМ при разных временах отжига (таблица 3), были получены только для участков микроструктуры, где наблюдали однородные скопления данного типа дефектов.

Наряду с выделениями в структуре облученных и отожженных образцов наблюдали также полные дислокационные петли. Концентрация петель в образцах, отожженных без выдержки и с выдержкой при 800°C в течение 1 часа, практически не изменилась и составила $\sim 1.7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При увеличении времени отжига до 10 часов концентрация петель уменьшилась в 2 раза, а их средний размер увеличился с 44.5 до 58.5 нм. После 100 часового отжига петли в микроструктуре не наблюдались.

Измерения показали, что концентрации образовавшихся выделений в стали после отжига при 800°C (без выдержки) и 750°C (1 час) близки по значению, тогда как соответствующие средние размеры частиц больше в случае 1-часового отжига. По-видимому, небольшое увеличение времени выдержки приводит к незначительному росту размеров вторичных выделений. С другой стороны, как видно из таблицы 2, после отжигов (1 час) в интервале 750-850°C имело место некоторое уменьшение средних размеров вторичных выделений. При возрастании времени отжига (при 800°C) с 1 до 10 часов средние размеры выделений менялись слабо. После выдержки образцов до 100 часов мелкодисперсные выделения не наблюдались.

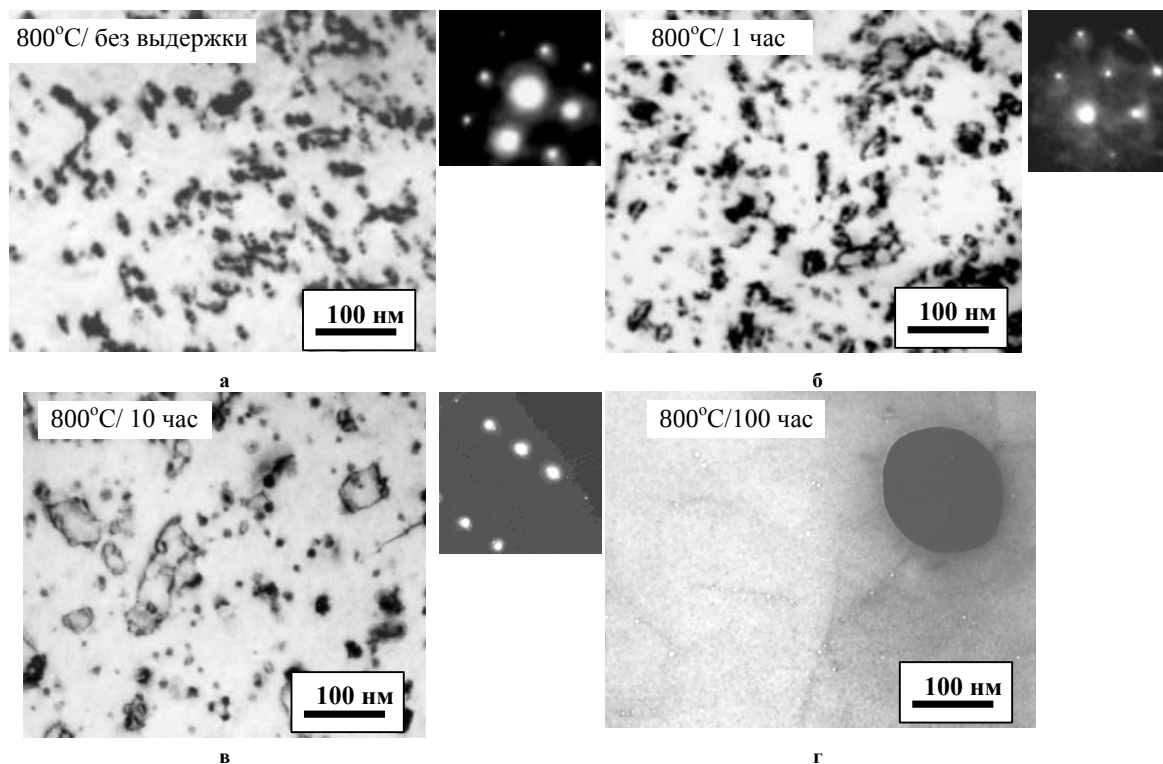


Рисунок 6. Вторичные выделения в облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т после изотермических отжигов при 800°C с разным временем выдержки

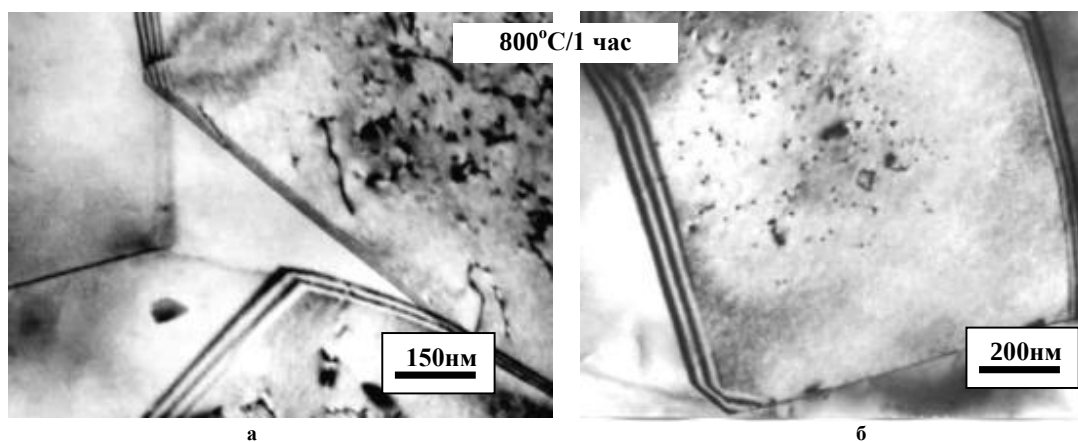


Рисунок 7. Признаки вторичной рекристаллизации (а) и рост ширины обедненной дефектами приграничной зоны (б) после отжига при 800°C в течение 1 часа

Таблица 3. Характеристики вторичных выделений, образованных в стали 12Х18Н9Т после изотермических отжигов при температуре 800°C

Время выдержки материала при отжиге при 800°C	Плотность, см ⁻³	Средний размер выделений, нм.
Без выдержки	1.1×10^{16}	12.4
1 час	6.7×10^{15}	14.3
10 часов	6.4×10^{15}	13.6
100 часов	-	-

Влияние пост-радиационной термообработки на микротвердость облученной стали

Изохронный отжиг. На рисунке 8 представлен график температурного изменения микротвердости облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т. На графике совмещены результаты измерений, получен-

ные для образцов, вырезанных вблизи оси стального сердечника и на периферии. Показано, что значения микротвердости (усредненные по матрице и границам зерен) для образцов, вырезанных вблизи оси стержня, несколько выше по сравнению с образцами с периферии. При этом характер изменения микро-

твердости с ростом температуры отжига для материала центра и периферии один и тот же: микротвердость уменьшалась с ростом температуры изохронного отжига вплоть до 950°C, вблизи которой достигался минимум радиационного упрочнения. После отжига при 1050°C имело место небольшое упрочнение материала.

Сопоставляя ход кривой температурной зависимости микротвердости с данными ПЭМ, можно предположить, что некоторое замедление снижения значений H_c в интервале температур 750°C-

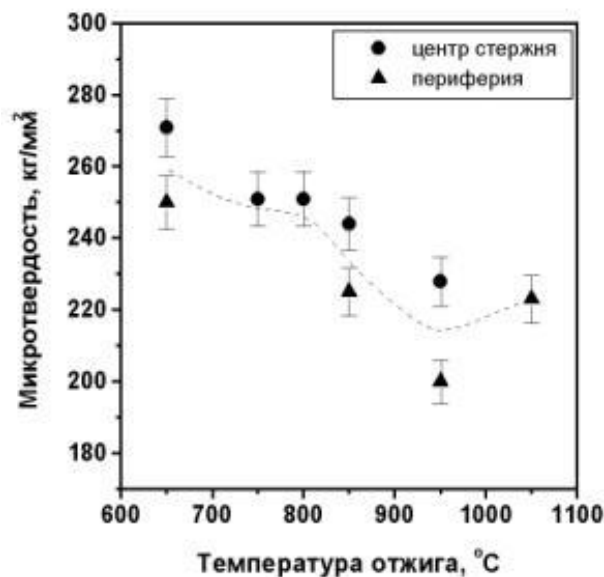


Рисунок 8. Изменение микротвердости облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т в зависимости от температуры изохронного отжига

Изотермический отжиг. Кривая изменения микротвердости облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т в результате пост-радиационных изотермических отжигов с различным временем выдержки при температуре 800°C представлена на рисунке 9. Видно, что падение прироста микротвердости ΔH_c на 71% произошло уже при нагреве-охлаждении материала (но без выдержки). Последующая выдержка образцов в течение 1 часа при 800°C не привела к изменению значения микротвердости. После выдержки в течение 10 часов при 800°C произошло дальнейшее уменьшение H_c до величины 221 кг/мм². После выдержки в течение 100 часов имело место падение микротвердости до значений ниже H_c необлученной стали (200 кг/мм²).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены изменения структуры и механических свойств аустенитной нержавеющей стали 12Х18Н9Т, облученной в активной зоне исследовательского реактора ВВР-К до 5сна при низкой скорости набора повреждающей дозы и температуре облучения ~80°C, а затем подвергнутой пост-радиационной термообработке: изохронным отжи-

850°C связано именно с образованием при этих температурах когерентных с матрицей мелкодисперсных выделений нитридов и карбидов титана, зарождающихся на петлях и дислокациях. После отжига при 1050°C, когда мелкодисперсные выделения, в основном, растворились в матрице, основной вклад в упрочнение, по-видимому, вносят строчечные глобулярные карбиды титана и пластинчатые карбиды $Me_{23}C_6$, частично когерентные с аустенитной матрицей.

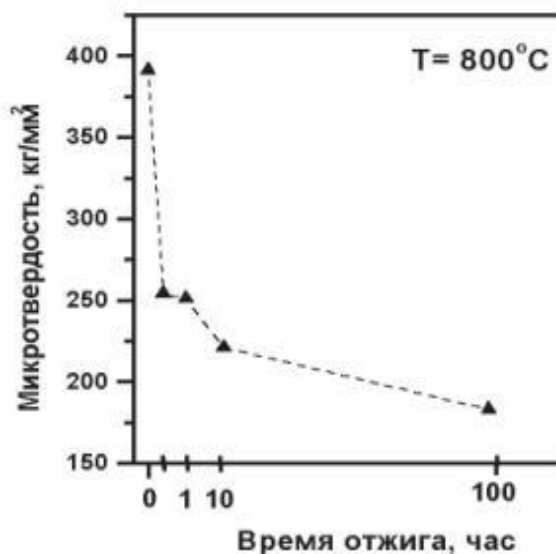


Рисунок 9. Изменение микротвердости облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т в зависимости от времени отжига при температуре 800°C

гам (1 час) в интервале температур 450-1050°C и изотермическим отжигам с различным временем выдержки при 800°C. Характеризация состояния материала после отжигов проводилась с помощью методов металлографии, ПЭМ и измерения микротвердости. По результатам проведенного исследования были сделаны следующие выводы:

- Согласно данным металлографии существенные изменения размеров и структуры вторичных выделений на границах зерен и в матрице для облученной стали 12Х18Н9Т имели место либо после увеличения температуры отжига до 1050°C при времени термообработки 1 час, либо после выдержки при 800°C до 10 и 100 часов.

- В температурном интервале изохронных отжигов 750°C-950°C в облученной нейтронами стали 12Х18Н9Т наблюдалась интенсивная термически индуцированная сегрегация, сопровождающаяся выделением вторичных фаз: мелкодисперсных нитридов и карбидов титана. Повышение температуры отжига до 1050°C привело к растворению основной массы мелкодисперсных выделений в матрице и выделению по границам зерен и двойников строчечных карбидов TiC и $Me_{23}C_6$.

• С увеличением времени выдержки облученных стальных образцов при 800°C уменьшилась концентрация дислокационных петель и сопутствующих им мелкодисперсных выделений вторичных нитридов и карбидов титана вплоть до полного исчезновения последних после отжига в течение 100 часов. При этом в теле зерна наблюдалось большое содержание крупных карбонитридов титана, некогерентных с матрицей.

• Сопоставление данных по измерению микротвердости стальных образцов с данными ПЭМ после проведения серии отжигов позволяет предположить, что вторичные выделения вносят свой вклад в упрочнение, в основном, из-за сохранения той или иной степени когерентности с матрицей. Тем не менее основной вклад в радиационное упрочнение связан с наличием в материале дислокационно-петлевой структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Porter D.L., McVay G.L., Walters L.C. Response to annealing and reirradiation of AISI 304L Stainless steel following initial High-Dose Neutron Irradiation in EBR-II // Effects of Radiation on Metals Proceeding of the 10-th International ASTM Symposium, Savannah, Ga., 3-5 June 1980. P.500-511.
2. Быков В.Н., Дворяшин А.М., Дмитриев В.Д., Щербак В.И. Стабильность вакансионных пор, дислокационной структуры и частиц выделений при отжиге облученной нейтронами стали 0X16H15M3Б после аустенизации и механико-термической обработки // Вопросы атом. науки и техн. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1983. №4/27. С.29-32.
3. Cole J.I., Allen T.R. Microstructural changes induced by post-irradiation annealing of neutron-irradiated austenitic stainless steels. // Journal of Nuclear Materials. 2000. V.283-287. P.329-333.
4. Реутов В.Ф., Уткелбаев Б.Д., Вагин С.П., Ждан Г.Т. Термическая стабильность дислокационных потерь и формирование мелкодисперсных фаз в стали 0X16H15M3Б, легированной гелием // Атомная энергия, 1990, т.69, вып. 3, с. 140-142.
5. Kesternich W., Nandedkar R.V. Co-precipitation of $M_{23}C_6$ and MC type carbide under the influence of irradiation // Journal of Nuclear Materials. 1991. V.179-181. P.1015-1018.
6. Мелихов В.Д., Оразбаев Р. Рентгенографическое исследование реакторной стали 12X18H9T при отжиге // Известия МОН РК, НАН РК. Сер.Физ.-мат. 2003. №6. С. 1-5.
7. Паршин А.М. Структура, прочность и радиационная повреждаемость коррозионно-стойких сталей и сплавов. - Челябинск, Металлургия, 1988, 656с.
8. Sourmail T. Literature Review. Precipitation in creep resistant austenitic stainless steels // Materials Science and Technology. 2001. V.17. #1. P. 1-14.

12X18H9T БОЛАТЫНА НЕЙТРОНДЫҚ СӘУЛЕЛЕУДЕГІ ЖЫЛУДЫҢ ЖӘНЕ ПОСТ-РАДИЯЦИЯЛЫҚ ЖЫЛУМЕН ӨНДЕУДЕГІ УАҚЫТЫНЫҢ ЕКІНШІ ФАЗАНЫҢ БӨЛІНУІНЕ ЫҚПАЛЫ

Цай К.В., Максимкин О.П., Турубарова Л.Г., Чакров П.В.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Электронды микроскопиялық сәулетсіру (ЭМС), метолография және микрокатылығын өлшеу методтарының құрылу ерекшеліктері және 12X18H9T тот баспайтын аустениті болатын термиялық индукциялану эволюциясының екінші бөлінуі зертелген, зертеуге арналған ВВР-К реакторының белсенді аймағында 5 сна зақым келтіретін дозасында сәулеленген сонан соң изохронды (450°C ÷ 1050°C температура аралығында 1 сағат бойы) және изотермиялық жасытылуға тартылған

THE EFFECT OF TEMPERATURE AND DURATION OF POST-IRRADIATION THERMAL TREATMENT ON SECONDARY PHASE PRECIPITATES IN NEUTRON IRRADIATED STEEL 12CR18NI9TI

K.V. Tsai, O.P. Maksimkin, L.G. Turubarova, P.V. Chakrov

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

Transmission Electron Microscopy, metallography and microhardness measurements were applied to investigate both the formation of thermal induced secondary precipitates and their nature in austenitic stainless steel 12Cr18-Ni9-Ti irradiated in the WWR-K reactor core up to the damage doze of 5 dpa and subjected to post-irradiation thermal treatment. The 1h-isochronous annealings were carried out over temperature interval 450°C-1050°C as well as isothermal annealings at 800°C with various exposure times.

УДК 621.039.531:546.291:669.017.3

ОСОБЕННОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ АРМКО-ЖЕЛЕЗА, ОБЛУЧЕННОГО НЕЙТРОНАМИ

Максимкин О.П., Гусев М.Н., Цай К.В., Токтогулова Д.А., Осипов И.С.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

С использованием методик деформационной калориметрии, экстензометрии, просвечивающей и растровой электронной микроскопии изучены особенности пластической деформации армко-железа, облученного нейтронами флюенсом $1.4 \times 10^{23} \text{ н/м}^2$ в реакторе ВВР-К (Алматы, Казахстан). Для необлученного и облученного армко-железа получены экспериментальные кривые «истинные напряжения σ – истинные деформации ε ». Показано, что пластическая деформация в облученном нейтронами железе развивается локализовано – в виде деформационных полос, и сопровождается интенсивным деформационным упрочнением. При этом взаимосвязь между σ и ε для облученного материала описывается соотношением: $\sigma \sim \sigma_0 + k \cdot \varepsilon^{1/2}$.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям, облучение металлических материалов высокоэнергетическими частицами в общем случае приводит к их упрочнению и снижению пластичности. В литературе широко обсуждаются зависимости предела текучести σ_{02} , равномерного ε_p и полного ε_n удлинения от флюенса частиц [1], вида и температуры облучения [2]. Известно достаточно много работ, где величину радиационного упрочнения связывают с параметрами структуры материала, такими, например, как морфология и плотность дефектов [3].

Однако, анализируя процессы радиационного упрочнения и охрупчивания, исследователи в целом ряде случаев не рассматривают такие особенности деформационного поведения материала как диссипативные процессы [4] и локализация деформации [3]. Между тем, известно [4], что в процессе пластической деформации механическая работа (A) частично переходит в тепло (Q), а частично накапливается в материале в виде скрытой (латентной) энергии (E_s). Для необлученного чистого металла доля E_s по отношению к работе деформации составляет от 5 до 20% [4, 5].

С величиной латентной энергии связывают деформационное упрочнение, причем показано [6], что $E_s \sim \sigma^2$, где σ – действующие напряжения. Можно ожидать, что изучение процессов накопления и выделения энергии может дать важную информацию о взаимодействии движущихся дислокаций с радиационными дефектами.

С другой стороны, экспериментально показано [7], что в результате облучения вырождается способность материала деформироваться равномерно. Таким образом, актуальным является изучение процессов локализации деформации, которое обычно проводится с использованием методов экстензометрии [8].

Особый интерес представляет комплексное применение методик, позволяющих определять энергетические характеристики (A , Q , E_s) деформируемого материала, а также рассчитывать истинные значения характеристик прочности и пла-

стичности с учетом локализации пластического течения. В этой связи в настоящей работе с применением методов экстензометрии и деформационной микрокалориметрии [9], а также просвечивающей и растровой электронной микроскопии и измерений микротвердости исследованы закономерности и особенности пластической деформации армко-железа, облученного нейтронами.

ИССЛЕДУЕМЫЙ МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовали железо технической чистоты в виде плоских образцов для механических испытаний с размерами рабочей части $10 \times 3.5 \times 0.3 \text{ мм}$ (отжиг 1223K, 30 мин) после облучения в реакторе ВВР-К до флюенса нейтронов $1.4 \cdot 10^{23} \text{ н/см}^2$ (температура облучения не выше 353K).

Механические испытания на растяжение необлученных и облученных образцов выполняли на деформационно-калориметрической установке [9], а также на универсальной испытательной машине «Инстрон-1195», дополнительно оборудованной цифровой фотокамерой высокого разрешения (до 10 мкм/пиксель).

В первом случае эксперимент проводили непосредственно внутри измерительной ячейки микрокалориметра [9], что позволило помимо механических характеристик, определять также деформационную зависимость интенсивности тепловыделения.

Во втором варианте был применен метод маркерной экстензометрии [8], по принципу измерения близкий к методу локальных баз [10]. При этом на полированную поверхность образца наносили «маркеры» – капли красящего вещества, имеющего хорошую адгезию к поверхности металла и способные деформироваться вместе с металлической подложкой. В результате использования такого подхода образец оказывается покрытым измерительной сетью с шагом 1-1,5 мм. В процессе деформирования образца выполняли фотосъемку, что позволило изучить особенности неомогенности пластического течения облученного армко-железа. Для произвольного участка образца,

исходя из последовательности фотоснимков, на которых зафиксировано изменение формы маркеров и их взаимное перемещение, рассчитывались значения локальной деформации и действующего («истинного») напряжения с погрешностью не более 5 и 10% соответственно. В обоих видах испытаний температура образца была комнатной, а скорость растяжения составляла 0,5 мм/мин.

Структуру необлученных и облученных деформированных образцов исследовали с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM-100CX. Характер разрушения и деформационный рельеф изучали, используя растровый электронный микроскоп Amrey-1200. Измерение микротвердости выполняли на приборе ПМТ-3, при нагрузке на индентор 50 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

МЕХАНИЧЕСКИЕ ИСПЫТАНИЯ

На рисунке 1 показаны типичные инженерные кривые пластической деформации необлученного и облученного α -Fe, а в таблице 1 приведены рассчитанные из них механические характеристики.

Таблица 1. Механические и энергетические характеристики армко-железа до и после облучения нейтронами

Материал	σ_t , МПа	σ_B , МПа	ϵ_p , %	$\epsilon_{полн}$, %	A_1 , МДж/м ³	Q , МДж/м ³	E_s , МДж/м ³
Необлученный	240	350	25	33	86±2	70±4	16±5
Облученный нейтронами, $\Phi=1,4 \cdot 10^{19}$ н/м ²	440	—	—	7	23±1	30±2	—

Видно, что нейтронное облучение привело к значительному упрочнению материала и снижению его пластичности. При этом вид инженерной кривой «напряжение – деформация» для облученного железа существенно отличается от кривой растяжения для необлученного. Анализ фотоснимков, сделанных в ходе эксперимента, показал, что в облученном образце развитие шейки начинается непосредственно после достижения предела текучести σ_t , а пластическая деформация развивается путем формирования одной деформационной полосы (реже – двух пересекающихся полос), расположенной под углом $\sim 40^\circ$ к оси нагружения (схема на рисунке 2а). Ширина полосы перед разрушением составляет 1,5-2мм, а материал вне полосы практически не претерпевает пластической деформации, тогда как внутри полосы достигаются значения $\epsilon \sim 25-30\%$ (рисунок 2б.). Величина микротвердости в полосе деформации достигает 190 кг/мм², тогда как значение H_μ облученного железа до деформации составляет 155 кг/мм². Вне деформационных полос величина H_μ не изменяется вплоть до разрушения. Рост микротвердости в процессе пластической де-

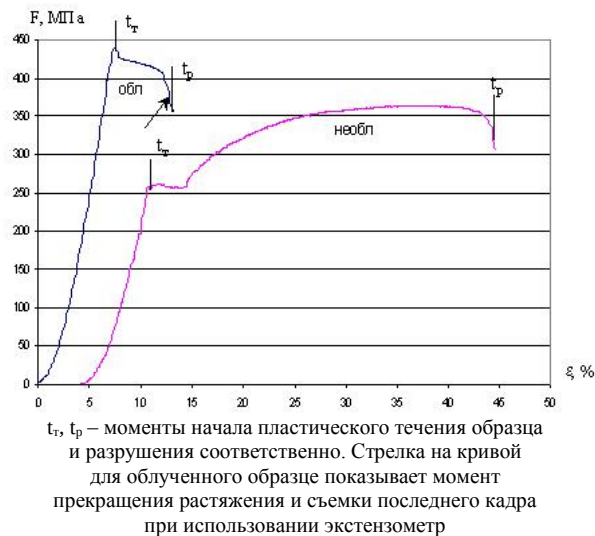


Рисунок 1. Инженерные кривые «нагрузка-деформация», полученные для необлученного и облученного нейтронами армко-железа

формации свидетельствует о деформационном упрочнении материала [11].

Применение метода маркерной экстензометрии позволило изучить взаимосвязь между истинными деформациями и напряжениями, достигаемыми в шейке (рисунок 2в). Как следует из рисунка, деформационное упрочнение (рост действующих напряжений) протекает вплоть до разрушения образца, несмотря на кажущееся разупрочнение, наблюдаемое на инженерной кривой. Использование на рисунке 2в величины $\epsilon^{1/2}$ обусловлено тем, что согласно [12] такой пересчет позволяет применить для описания взаимосвязи между σ и ϵ соотношение $\sigma \sim \sigma_0 + k \cdot \epsilon^{1/2}$ и определить коэффициент деформационного упрочнения k . В [12] показано, что деформационные области, в которых значения $k = const$, соответствуют стадиям пластической деформации.

Сравнение истинных кривых деформационного упрочнения для необлученного и облученного образцов показывает, что в необлученном железе существует минимум две стадии, различающиеся значением k , тогда как в облученном выявлена только одна стадия пластической деформации.

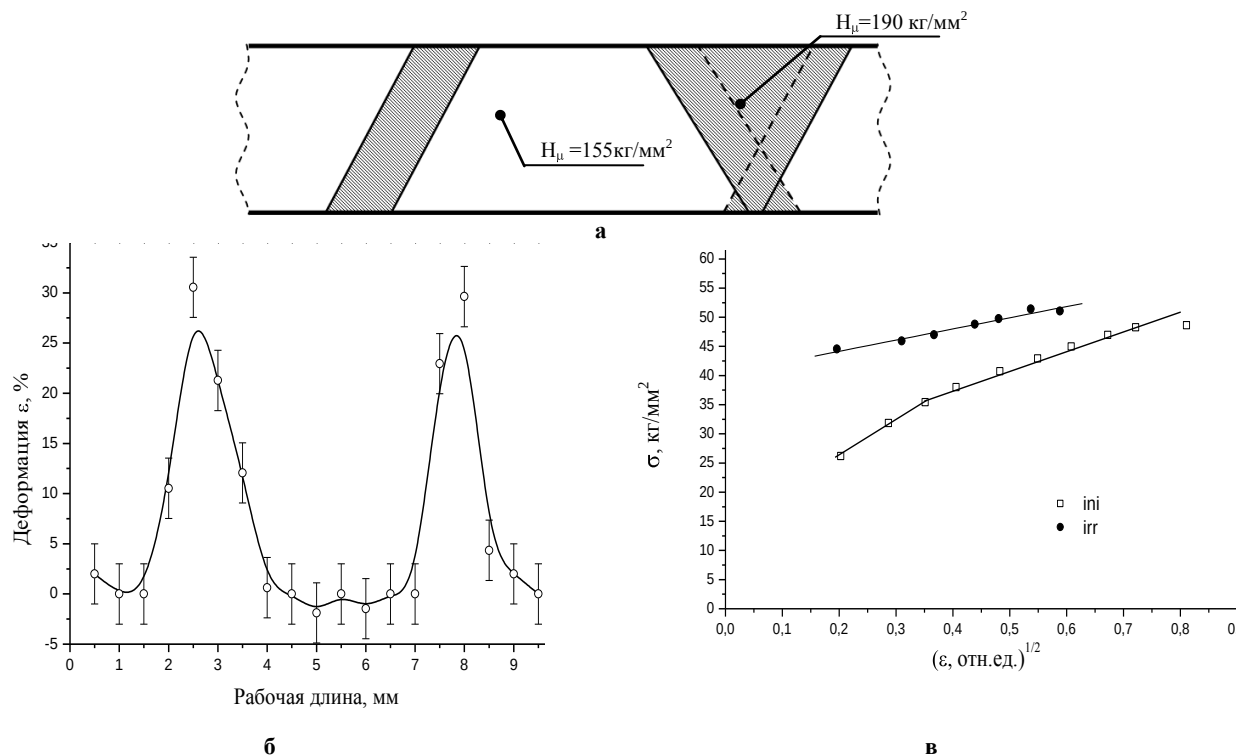


Рисунок 2. а) Деформационные полосы в облученном образце железа (схема). Указаны величины микротвердости недеформированного участка и участка в полосе деформации. б) Распределение величин локальных деформаций в облученном образце перед разрушением. в) Характер взаимосвязи между величинами истинных напряжений и деформаций для армко-железа. (ini, irr – необлученный и облученный образцы соответственно)

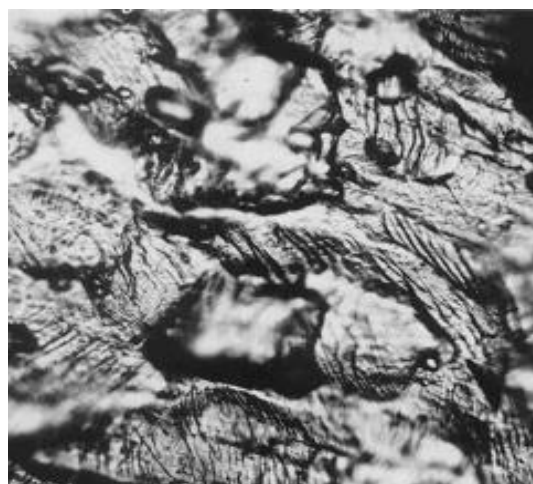
РАСТРОВАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

Тот факт, что локальная пластичность облученного нейтронами железа может быть достаточно велика, подтверждается результатами фрактографических исследований (рисунок 3а). Так, поверхность разрушения облученного образца представляет собой вязкий излом шириной 40-50 мкм, вытянутый вдоль всей плоскости образца, высота чашечек мала,

гребни отрыва выражены слабо. Местами на изломе присутствуют области скола, их доля составляет ~10%. Исходя из его начальной геометрии, значение сужения может быть оценено величиной 80-85%, что свидетельствует о высокой пластичности облученного материала.



а



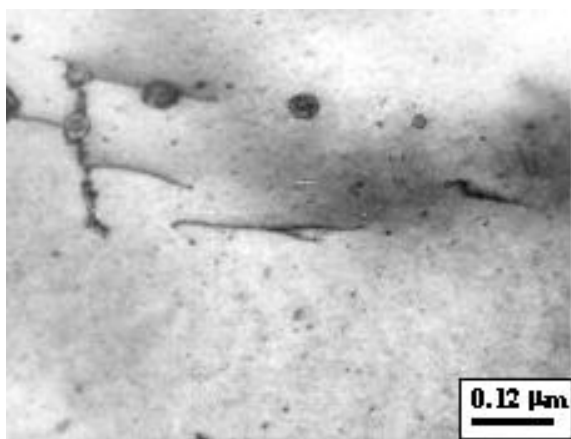
б

Рисунок 3. а) Фрактограмма излома армко-железа, облученного нейтронами ($\Phi = 1,4 \cdot 10^{19} \text{ н/см}^2$), $\times 400$. б) Деформационный рельеф на плоской поверхности облученного образца, $\times 700$. Отсутствие резкости на некоторых участках изображения свидетельствует о значительном вертикальном смещении зерен

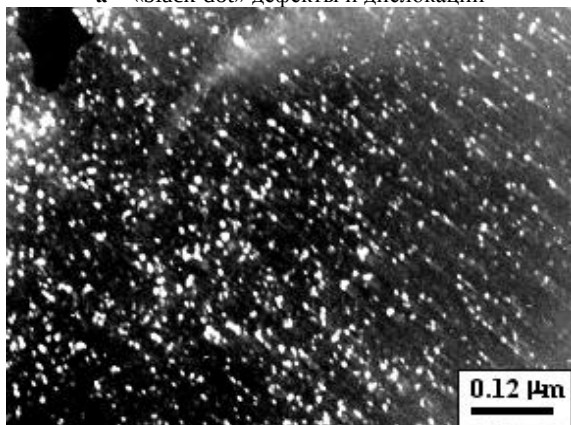
Отметим также, что предварительно плоская поверхность образца в полосе деформации характеризуется развитым деформационным рельефом (рисунок 3б) – видны группы параллельных полос, длиной до 20-40 мкм, расположенных на расстоянии ~1-1,5 мкм. Ранее близкую картину наблюдали для ряда высокооблученных сплавов меди, где деформация также носила локализованный характер [3].

ПРОСВЕЧИВАЮЩАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ (ПЭМ)

На рисунке 4 показана микроструктура облученного нейтронами армко-железа, полученная с помощью метода ПЭМ. Видно, что непосредственно после облучения флюенсом $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см² в матрице наблюдаются мелкие комплексы радиационных дефектов размером менее 3-5 нм, создающие на изображении в светлом поле своеобразный «black-dot» контраст.



а – «black-dot» дефекты и дислокации



б – сегрегация примесных атомов на кластерах дефектов (изображение в темном поле)

Рисунок 4. Микроструктура армко-железа, облученного нейтронами ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²)

На рисунке 4а приведены изображения предвыделений в виде круглых темных пластинок, образовавшихся под облучением предположительно путем эволюции атмосфер примесных атомов (наиболее вероятно – С, N и др.), зародившихся на краевых дислокациях. Сегрегация примесных атомов на скоплениях радиационных дефектов (рисунок 4б) дела-

ет последние более заметными и позволяет оценить их плотность, которая варьируется в интервале значений $10^{15} \div 10^{16}$ см⁻³.

На рисунке 5 представлено ПЭМ-изображение микроструктуры облученного и затем деформированного образца армко-железа вне области локализованной деформации.

Как следует из приведенных фотографий, в зернах, находящихся вдали от области интенсивной деформации (в матрице и по границам зерен), также можно наблюдать некоторые признаки пластического течения, но величина этой деформации весьма мала – менее 0,5-1. В микроструктуре ряда зерен (рисунок 5) выявлены фрагменты разориентированной дислокационной сетки, по-видимому, сформированной двигающимися дислокациями, часть из которых закреплена на скоплениях радиационных дефектов.

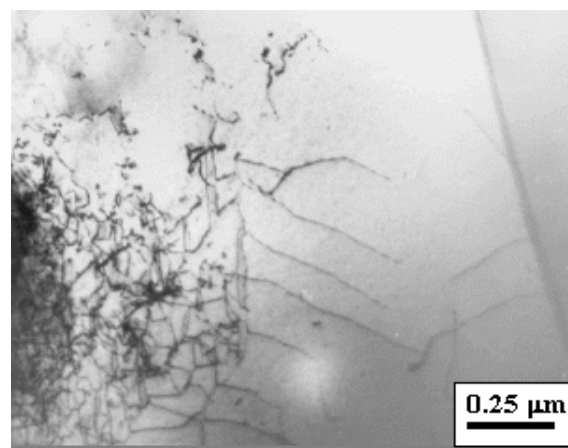


Рисунок 5. Микроструктура деформированного армко-железа, предварительно облученного нейтронами ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²). Область образца вне полосы деформации

ПЭМ-изображения микроструктуры облученного и деформированного армко-железа в зоне максимальной деформации, совпадающей с полосой деформации на образце, представлены на рисунке 6. Согласно данным ПЭМ-исследования в зоне локализации наблюдаются значительные искажения структуры материала, на фоне которых в матрице полностью исчезают дефекты радиационной природы. При этом границы зерен, в основном, сохранены (рисунок 6а), а деформация сосредоточена внутри тела зерна.

В зоне локализации деформации можно выделить несколько типов дислокационной структуры, сформированной в результате пластической деформации. Наиболее распространенная дефектная микроструктура (рисунок 6б) характеризуется началом формирования субзеренных областей, разделенных параллельными дислокационными скоплениями высокой плотности. Ширина дислокационных скоплений изменяется в интервале от 0,1 до 0,4 мкм. При этом плотность дислокаций в скоплениях достигает значений $10^{10} \div 10^{11}$ см⁻². Дислокационные «стенки» разделены зонами, заполненными сеткой дислокаций (рисунок 6в).

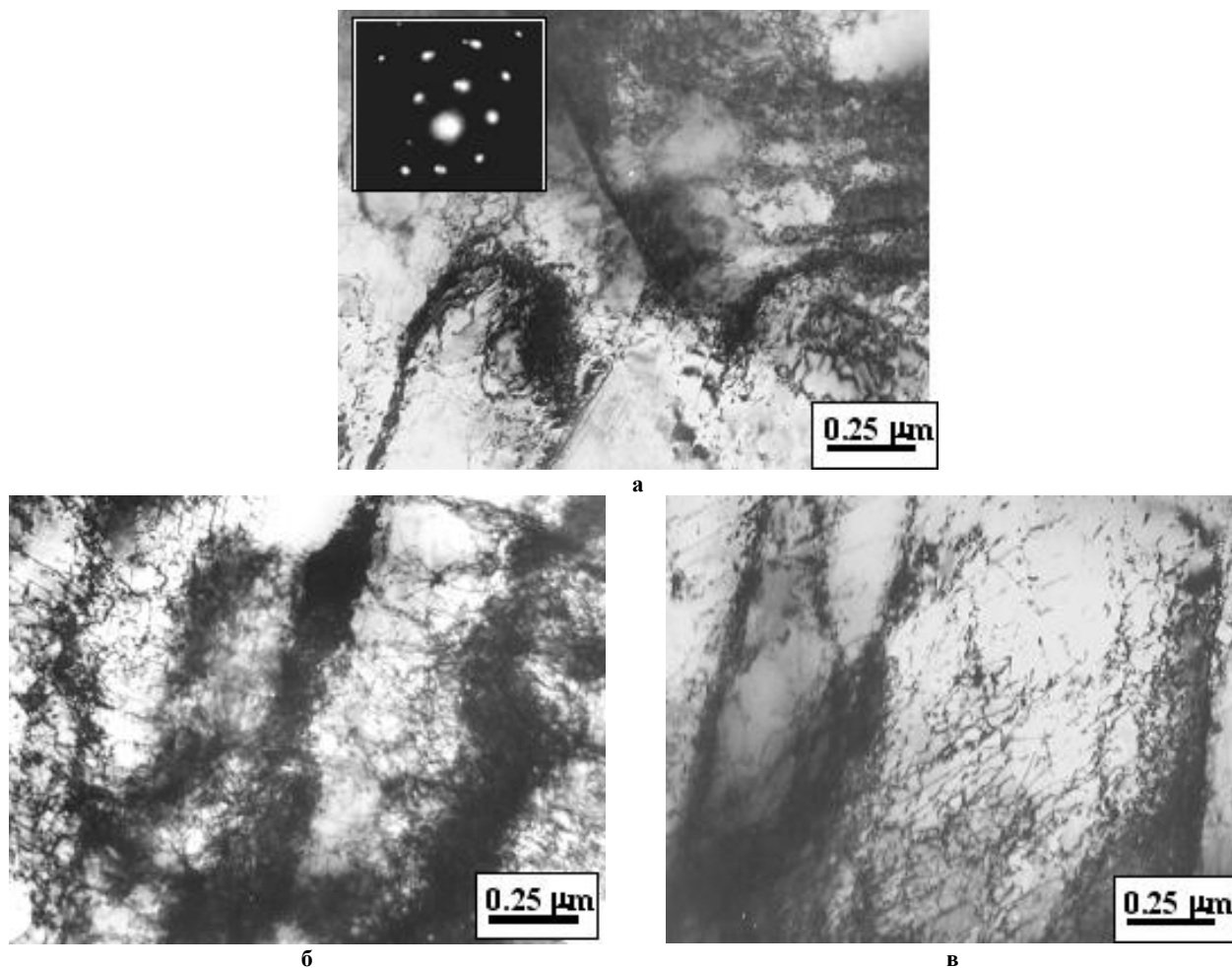


Рисунок 6. Основные типы дефектной структуры армко-железа, облученного нейтронами ($1,4 \cdot 10^{19} \text{ н/см}^2$), в зоне максимальной деформации (описание в тексте)

ДЕФОРМАЦИОННАЯ КАЛОРИМЕТРИЯ

В таблице 1 приведены результаты деформационно-калориметрических экспериментов с необлученным и облученным армко-железом – величины A , Q и E_s за время от предела текучести до разрушения образца (t_r и t_p соответственно, рисунок 1). Как следует из представленных данных, пластическое течение и упрочнение необлученного армко-железа сопровождается ростом величины E_s . Этот вопрос подробно рассмотрен нами ранее в [13].

В то же время пластическое течение облученного материала сопровождается существенным превышением величины рассеянного тепла над подводимой извне работой деформации, т.е. материал рассеивает существенно больше энергии, чем подведено извне. Данный результат представляется достаточно неожиданным. Качественно – в сопоставлении с результатами ПЭМ-исследований – он может быть объяснен «выметанием» радиационных дефектов при их взаимодействии с дислокациями, однако в литературе отсутствуют количественные оценки величины энергии, содержащиеся в армко-железе в виде дефектов радиационного происхождения.

Деформационно-калориметрические эксперименты повторяли неоднократно. В некоторых из них образец не доводили до разрушения, прекращая растяжение и плавно снимая нагрузку, поскольку известно, что разрушение ведет к мощному выбросу тепла [14].

На рисунке 7 приведены: а) инженерная диаграмма, аналогичная представленной на рисунке 1, но в координатах «время, сек – нагрузка, Н»; б) рассчитанная кривая «время $t_{сек}$ – мощность работы деформации dA , Вт» и в) калориметрическая кривая «время $t_{сек}$ – интенсивность тепловыделения dQ , Вт». Аналогично рисунку 1 на кривой 1, выделены две точки: одна из них, t_r , соответствует достижению предела текучести, другая – точка t_p , по достижении которой снимали нагрузку непосредственно перед разрушением.

Использование величины времени по оси абсцисс позволяет рассматривать эксперимент как бы состоящим из 3-х этапов (рисунок 7): 1 – нагружение до предела текучести σ_r , 2 – собственно пластическая деформация, 3 – снятие нагрузки.

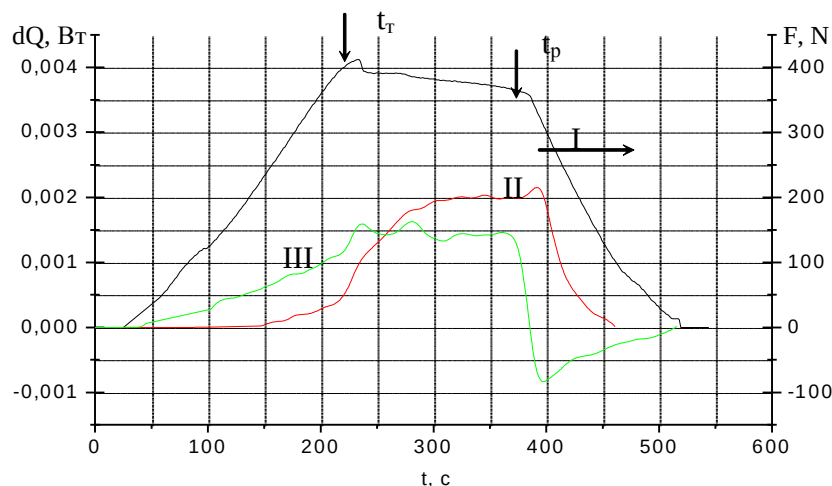


Рисунок 7. Временные зависимости нагрузки (I), мощности деформации (II) и тепловыделения (III) при нагружении, пластической деформации и разгрузке образца облученного армко-железа при 293K

На первом этапе работа деформации накапливается в виде упругой энергии системы «образец-машина» и до нагрузки $\sim 240\text{N}$ ($\sim 0,6\sigma_T$) тепловыделение практически отсутствует. Однако при превышении этого значения величина dQ достаточно быстро нарастает, что, вероятно, обусловлено развитием пластической деформации в отдельных зернах (микропластичностью). В [3] наблюдали следы пластической деформации в облученном материале при напряжении $\sim 0,7-0,8$ от величины σ_T .

По достижении предела текучести (этап 2), интенсивность тепловыделения продолжает нарастать и вскоре начинает превосходить мощность деформации dA . Данное явление можно, видимо, объяснить взаимодействием дислокаций с радиационными дефектами, которые при этом аннигилируют с выделением дополнительного тепла. Этот процесс — аннигиляцию радиационных дефектов при взаимодействии с движущейся дислокацией — неоднократно наблюдали экспериментально [3, 14], однако численные оценки, которые позволили бы оценить, например, его тепловую эффективность, в литературе отсутствуют.

На третьем этапе — при разгрузке — величина dA принимает отрицательные значения, что обусловлено высвобождением упругой энергии. При этом отмечается незначительное быстро затухающее тепловыделение, связанное, вероятно, с релаксационными процессами (таблица 2).

Таблица 2. Поглощение и выделение энергии на различных этапах пластической деформации облученного армко-железа

Этап.	$A, \text{Дж}$	$Q, \text{Дж}$
1	+0,12	-0,04
2	+0,23	-0,30
3	-0,04	-0,03
Итого:	+0,31	-0,37

Прим. Знак «+» показывает подвод энергии извне, знак «-» ее выделение.

Данные таблицы 2 показывают, что превышение величины тепла над значением работы деформации имеет место именно при пластической деформации материала, во время развития полосы локализованной деформации, а не в результате, например, релаксационных явлений.

Общая величина тепла, включая тепловыделение в ходе развития микропластичности, а также в результате релаксационных процессов существенно превосходит величину работы деформации. Отметим, что на необлученных образцах железа, испытанных по данной методике в идентичных условиях, подобного эффекта не наблюдали.

ОБСУЖДЕНИЕ

Принято считать, что под воздействием нейтронного облучения уже при сравнительно небольших флюенсах армко-железо в значительной степени охрупчивается. Однако результаты данной работы, выполненной с применением экстензометрии, показывают, что развивающаяся в материале сосредоточенное пластическое течение может приводить к величинам локальной деформации достигающей 30%. При этом в материале имеет место деформационное упрочнение, а взаимосвязь между истинными напряжениями и деформациями описывается соотношением вида $\sigma = \sigma_0 + k \cdot \varepsilon^{1/2}$.

Результаты электронно-микроскопических исследований свидетельствуют о формировании развитой дислокационной структуры, что объясняет деформационное упрочнение. С другой стороны радиационные дефекты практически полностью отсутствуют в зоне локализации деформации. Это наводит на мысль о том, что в случае системы скользящих дислокаций определенная доля радиационных дефектов может эффективно захватываться дислокациями.

Вероятно, совокупность процессов скольжения дислокаций, захвата радиационных дефектов движущейся дислокацией, а также тепловое возбуждение кристаллической решетки в следе от прошедшей дислокации и термически индуцированная рекомбинация кластеров дефектов приводят к выделению в процессе одноосного растяжения облученного нейтронами армко-железа количества теплоты, превышающего величину работы приложенной деформации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что пластическая деформация в облученном нейтронами ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²), армко-железе, развиваясь локализованно – в виде деформационных полос – сопровождается интенсивным деформационным

упрочнением. При этом взаимосвязь между истинными напряжениями и деформациями описывается соотношением $\sigma \sim \sigma_0 + k \cdot \varepsilon^{1/2}$.

Деформационно-калориметрические эксперименты показали, что при деформации облученного нейтронами армко-железа может выделяться количество теплоты Q , превышающее работу деформации. Предполагается, что это обусловлено аннигиляцией радиационных дефектов на движущихся дислокациях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Паршин А.М. «Структура, прочность и радиационная повреждаемость коррозионно-стойких сталей и сплавов», Челябинск, «Металлургия», 1988, 656с.
2. Шалаев А.М. «Радиационно-стимулированные процессы в металлах», М, Энергоатомиздат, 1988, 174с.
3. D.J. Edwards, B.N. Singh “Evolution of cleared channels in neutron-irradiated pure copper as a function of tensile strain”// J. of Nuclear Materials, 329-333 (2004), PP.1072-1077.
4. Большанина М.А., Панин В.Е. «Скрытая энергия деформации» //В кн. «Исследования по физике твердого тела», М, Академиздат, 1957, С.277.
5. Гусев М.Н., Максимкин О.П. «О корреляции температурных изменений физико-механических и энергетических характеристик деформируемой стали 12Х18Н10Т» // ФММ, 1997, Т.84, Вып.3, С.138-141.
6. Максимкин О.П., Гусев М.Н. «Изменение напряжения течения и латентной энергии при деформации нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами»// Письма в ЖТФ, 2003, Т.29, Вып.3, С.1-12.
7. Паршин В.М. «Структура, прочность и радиационная повреждаемость коррозионно-стойких сталей и сплавов», Челябинск, «Металлургия», 1988, С.656
8. Максимкин О.П., Гусев М.Н., Осипов И.С. «Деформационная маркерная экстензометрия при механических испытаниях высокоактивных образцов металлов и сплавов» Вестник НЯЦ, 2005, Вып.1, С.46-52.
9. Максимкин О.П., Гусев М.Н. «Методика и установка для изучения тепловыделения и накопления энергии в процессе деформации облученных металлических материалов» //«Вестник НЯЦ», 2000, Вып.4, С.69-75.
10. Мигачев Б.А., Волков В.П. «Повышение точности измерения деформационного состояния при использовании координатных сеток» //Заводская лаборатория, 1988, Т.54, №5, С.77-79.
11. Валяев А.Н. Радиационно-механические эффекты в твердых телах при облучении высокоинтенсивными импульсными электронными и ионными пучками //А.Н. Валяев, А.Д. Погребняк, С.В. Плотников, Усть-Каменогорск, ВКТУ, 1998, 266с.
12. Трефилов В.И., Моисеев В.Ф. и др. «Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов», 1989, 256с.
13. Максимкин О.П., Гусев М.Н. «Некоторые особенности диссипации энергии в процессе пластической деформации железа и ниобия» //Письма в Журнал Технической Физики, 2001, Т.27, Вып. 24, С.85-89.
14. O.P.Maksimkin, K.V.Tsai, P.V.Chakrov, Gusev M.N. “Collective dislocation effects in the copper, irradiated with neutrons, under deformation” //II Eurasian Conference on nuclear science and its application, September 16-19, 2002, Almaty, Abstracts, PP.194-195.

НЕЙТРОНДАРМЕН СӘУЛЕЛЕНГЕН АРМКО-ТЕМІРДІҢ ПЛАСТИКАЛЫҚ ДЕФОРМАЦИЯСЫНЫҢ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІ

Максимкин О.П., Гусев М.Н., Цай К.В. Токтогулова Д.А., Осипов И.С.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

ВВР-К (Алматы, Қазақстан) реакторында $1,4 \cdot 10^{23}$ н/м² нейтрондар ағынымен атқылған армко-темірді, деформациялық калориметрия, экстензометрия, жарықтандырушы және растрлі электрондық микроскопия әдістемелерін пайдалана отырып пластикалық деформация негіздері меңгерілген. Сәулеленген және сәулеленбеген армко-темір үшін эксперименттік қысық сызықтар алынған “ σ ақиқат кернеу - ε ақиқат деформация”. Нейтрондармен сәулеленген темірдің пластикалық деформациясы, деформациялық жолақтары түрінде, локальді дамитыны көрсетілген және деформациялық қатаю қарқынымен өтеді. Бұл жағдайда σ және ε арасындағы өзара байланыс, сәулеленген материал үшін келесі қатынаспен сипатталады: $\sigma \sim \sigma_0 + k \varepsilon^{1/2}$.

FEATURES OF LARGE DEFORMATION OF NEUTRONS RADIATED ARMCO IRON

O.P. Maximkin, M.N. Gusev, K.V. Tsay, D.A. Toktogulova, I.S. Osipov

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The peculiarities of plastic deformation of irradiated by neutrons armko-iron were studied with using of deformation calorimetry, extensometry, transmission and scanning electronic microscopy methods. For unirradiated and irradiated armko-iron the experimental curves " true stress σ - true strain ε " were obtained. It is shown, that in case of irradiated material the plastic deformation is localized – it develops as deformation strips. The plastic deformation of irradiated armko-iron accompanied by intensive deformation hardening. Thus the interrelation between σ and ε for the irradiated material is described by a parity: $\sigma \sim \sigma_0 + k \cdot \varepsilon^{1/2}$.

УДК 504.054:546.36

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ПОВЕДЕНИЯ ^{137}Cs В СИСТЕМЕ ПОЧВА-РАСТЕНИЯ НА ТЕРРИТОРИИ, ПРИЛЕГАЮЩЕЙ К ТЕХНИЧЕСКОЙ ПЛОЩАДКЕ «БАЛАПАН»

¹⁾Мукушева М.К., ²⁾Спиридонов С.И., ²⁾Гонтаренко И.А.

¹⁾Национальный ядерный центр Республики Казахстан, Курчатов

²⁾Всероссийский НИИ сельскохозяйственной радиологии и агроэкологии, Обнинск, РФ

В статье представлены результаты анализа информации, характеризующей радиоэкологическую обстановку на технической площадке «Балапан» Семипалатинского испытательного полигона (СИП). Рассмотрены особенности радиоактивного загрязнения приустьевых площадок скважин, в которых осуществлялись подземные ядерные испытания, и территории, прилегающей к «Атомному озеру», сформировавшемуся в результате экскавационного ядерного взрыва. Выполнен анализ данных, описывающих распределение радионуклида ^{137}Cs по исследуемой территории и распределение радионуклида по профилю почвы. Проведен анализ и систематизация данных, характеризующих содержание ^{137}Cs в растительности.

Представлена модель поведения ^{137}Cs в системе почва – растительность, адаптированная и параметризованная для территории технической площадки «Балапан». Приведены численные значения параметров модели и результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных. Описаны результаты прогностических и ретроспективных расчетов, позволивших установить закономерности динамики ^{137}Cs в системе почва – растительность на наиболее крупном, с точки зрения масштабов радиоактивного загрязнения, участке площадки «Балапан» – территории, прилегающей к «Атомному озеру».

ВВЕДЕНИЕ

На Семипалатинском испытательном полигоне (СИП) в период с 1961 по 1989 годы на технической площадке «Балапан» было осуществлено 131 подземное испытание в вертикальных горных проходках – скважинах. Здесь также был произведен первый экскавационный взрыв с выбросом грунта для отработки методики создания искусственных водохранилищ в засушливых районах. В результате образовано «Атомное» озеро. Взрыв привел к значительному загрязнению прилегающей территории. Вклад в сложившуюся радиационную обстановку на площадке внесли также дальние выпадения от наземных ядерных взрывов 1950-1960 гг., проведенных на площадке «Опытное поле» и ближние выпадения, обусловленные нештатными радиационными ситуациями при ядерных испытаниях в скважинах.

После закрытия Семипалатинского испытательного полигона в 1991 г. многие близлежащие сельскохозяйственные предприятия получили доступ к обширным пастбищам, расположенным на его территории. Поступление долгоживущих радионуклидов в пастбищную растительность из почвы приводит к их накоплению в организме сельскохозяйственных животных и продукции животноводства, употребляемой в пищу населением. Таким образом, два важных обстоятельства – существенные уровни радиоактивного загрязнения технической площадки «Балапан» и выпас сельскохозяйственных животных на территории этой площадки обуславливают необходимость оценки рисков превышения нормативов, ограничивающих содержание основных дозообразующих радионуклидов в продукции животноводства.

В этой связи первостепенное значение приобретает проблема, связанная с прогнозированием пере-

носа биологически значимых радионуклидов в системе почва – растительность – сельскохозяйственные животные – продукция животноводства. Прогнозирование накопления радионуклидов в конечных звеньях сельскохозяйственных цепочек – молоке и мясе с.-х. животных, выпасаемых на загрязненных пастбищах Семипалатинского испытательного полигона, можно осуществить только с помощью математических моделей.

К настоящему времени накоплен значительный объем информации, характеризующей распределение радионуклидов по компонентам луговых экосистем на территории СИП, в частности, на территории технической площадки «Балапан» [1-3]. Наличие указанной информации позволяет разработать и параметризовать математические модели, предназначенные для прогнозирования переноса радионуклидов по компонентам цепочки, в частности, почва – растительность.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ^{137}Cs ПО ИССЛЕДУЕМОЙ ТЕРРИТОРИИ

Анализ пространственного распределения ^{137}Cs на территории технической площадки «Балапан» проводился на основе экспериментальных данных, полученных сотрудниками Национального ядерного центра Республики Казахстан в 1998-2004 гг. Эмпирические распределения логарифмов концентрации ^{137}Cs в почве на исследуемой территории представлены на рисунке 1. Вид эмпирических распределений логарифмов концентраций радионуклидов в почве не вполне соответствует нормальному закону распределения вероятностей, что вполне объяснимо неоднородностью радиоактивного загрязнения площадки «Балапан».

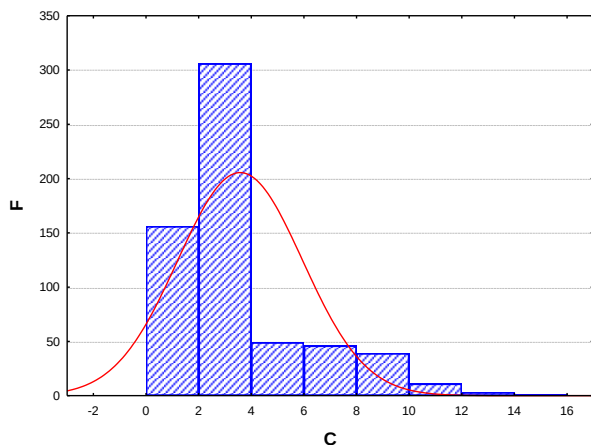


Рисунок 1. Частоты (F) эмпирического распределения логарифмов концентрации ^{137}Cs в почве (C) в районе площадки «Балапан»

Следует отметить, что наибольшая радиоактивно загрязненная территория в пределах площадки «Балапан» расположена в непосредственной близости от «Атомного озера». При проведении экскавационного взрыва в 1965 г. наряду с выбросом грунта сформировалось радиоактивное облако, обусловившее загрязнение местности. Как отмечено в работе [4], содержание ^{137}Cs и ^{90}Sr в почве на расстоянии 1 км от гребня навала, окружающего «Атомное озеро», достигает 7800 и 2400 Бк/кг, соответственно. Среднегеометрические содержания ^{137}Cs и ^{90}Sr в почве на этой территории составляют 730 и 250т Бк/кг.

Вертикальное распределение ^{137}Cs в почве

С целью выявления закономерностей распределения радионуклидов по почвенному профилю на территории площадки «Балапан» проведена статистическая обработка экспериментальной информации. Относительные содержания ^{137}Cs в почвенных слоях почвы отражены на рисунке 2.

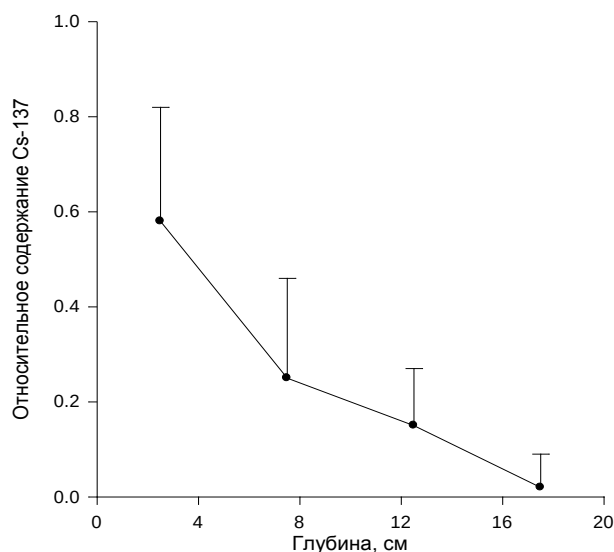


Рисунок 2. Относительные содержания ^{137}Cs в слоях почвенного профиля

Содержание ^{137}Cs в растительности

Содержание радионуклидов в почвенном растворе, определяющее их поступление в растительность, зависит от совокупности процессов, протекающих в почве. Интенсивность этих процессов в свою очередь зависит от характеристик радиоактивных выпадений и свойств почвы. Неоднородность почвенных свойств и особенности растительного покрова обуславливают неравномерное распределение коэффициентов перехода ^{137}Cs в растительность на исследуемой территории.

Эмпирические распределения коэффициентов перехода ^{137}Cs в растительность, оцененные на основе полученных данных, представлены на рисунке 3. Полученные распределения приблизительно подчиняются логнормальному закону распределения вероятностей. Наибольшее количество значений коэффициентов перехода располагается в диапазоне 0-0.02 (Бк/кг)/(кБк/м²). Высокие значения коэффициентов накопления (0.08-0.10 (Бк/кг)/(кБк/м²)) могут быть обусловлены свойствами природных объектов или погрешностью пробоподготовки и измерений.

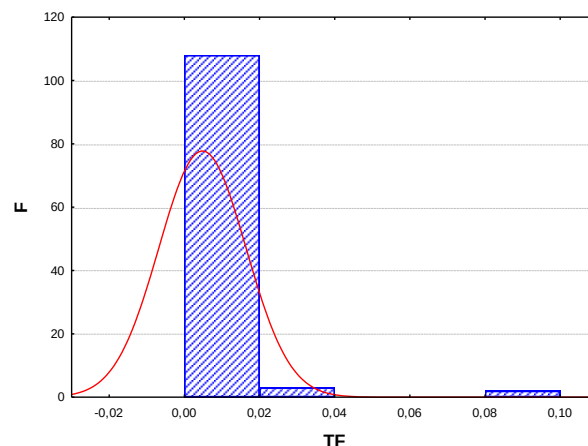


Рисунок 3. Частоты (F) эмпирического распределения коэффициентов перехода ^{137}Cs в растительность (TF, (Бк/кг)/(кБк/м²)) на территории площадки «Балапан»

АДАПТАЦИЯ И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ МОДЕЛЕЙ ПОВЕДЕНИЯ ^{137}Cs В СИСТЕМЕ ПОЧВА – РАСТИТЕЛЬНОСТЬ ДЛЯ ТЕРРИТОРИИ ТЕХНИЧЕСКОЙ ПЛОЩАДКИ «БАЛАПАН»

Модели поведения ^{137}Cs в системе почва – растительность

Анализ имеющихся экспериментальных данных позволил сделать вывод о том, что в почве на территории, в районе размещения технической площадки «Балапан», в результате проведения в 1965 г. экскавационного ядерного взрыва, присутствуют не только оплавленные частицы, содержащие ^{137}Cs , но и фрагменты твердых грунтовых пород [5]. Для описания поведения ^{137}Cs в почве на территории, прилегающей к «Атомному озеру», с учетом особенностей сложившейся радиоэкологической обстановки, была адаптирована модель, разработанная для прогнозирования

миграции этого радионуклида в каштановых почвах Семипалатинского испытательного полигона [6]. В ходе модернизации концептуальной модели сделано предположение о том, что оплавленные частицы и фрагменты твердых грунтовых пород распределены в верхнем пятисантиметровом слое почвы. В модели описано распределение ^{137}Cs по формам его нахождения в каждом из почвенных слоев (толщина слоев 5 см) и вертикальная миграция этого радионуклида. Схема адаптированной концептуальной модели, отражающей поведение ^{137}Cs в верхнем слое почвы, представлена на рисунке 4.

^{137}Cs не образует устойчивых комплексных соединений и находится в почвенном растворе в основном в виде катионов [7]. Изменение содержания ^{137}Cs в почвенном растворе обусловлено неселективной и селективной сорбцией этого радионуклида на глинистых минералах. Селективные сорбционные места (frayed edge sites, FES) расположены на расширенных краевых участках межпакетных пространств слоистых глинистых минералов, в то время как неселективные сорбционные центры (regular

exchange sites, RES) расположены на поверхности частиц [8].

Поскольку FES характеризуются высокой селективностью по отношению к катионам ^{137}Cs и другим одновалентным катионам (K^+ , NH_4^+), двухвалентные катионы не конкурируют с ними за места на FES. С течением времени, в результате процесса диффузии сорбированных на FES катионов в глубь кристаллической решетки и схлопывания (“естественного коллапса”) соседних слоев минерала, происходит фиксация одновалентных катионов (в том числе и ^{137}Cs) в кристаллической решетке [9]. Кроме процессов сорбции ^{137}Cs на частицах физической глины, модель описывает сорбцию ^{137}Cs и на фрагментах грунтовых пород и переход этого радионуклида в прочно связанную форму.

Таким образом, динамика распределения ^{137}Cs в каждом слое почвы определяется совокупностью процессов, характеризующихся различным временем установления квазиравновесия (обменная сорбция на FES и RES, фиксация в кристаллической решетке глинистых минералов, сорбция ^{137}Cs частицами твердых грунтовых пород).

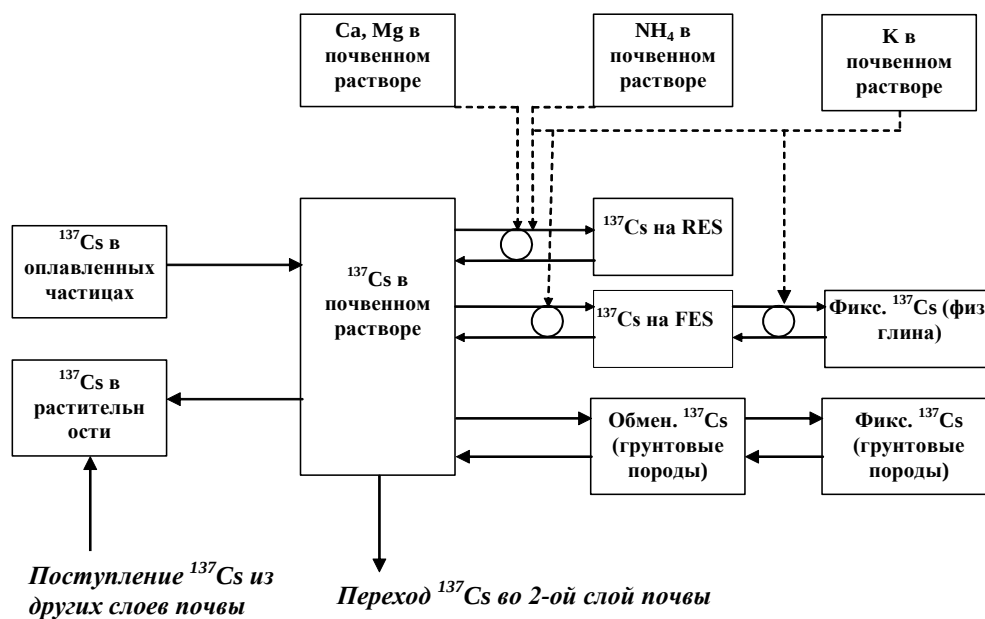


Рисунок 4. Концептуальная схема, отражающая поведение ^{137}Cs в первом слое почвы

В ходе адаптации модели миграции ^{137}Cs получалось:

- оплавленные частицы, сформировавшиеся в результате проведения наземных ядерных взрывов, являются долговременным источником поступления ^{137}Cs в почвенный раствор;
- динамика распределения ^{137}Cs в каждом слое почвы определяется сорбционными процессами, характеризующимися различным временем достижения квазиравновесия, а также процессом вертикальной миграции ^{137}Cs ;

- изменение содержания ^{137}Cs в почвенном растворе определяется, прежде всего, интенсивностью сорбции этого радионуклида на селективных и неселективных обменных местах глинистых минералов;
- присутствие фрагментов грунтовых пород в почвенном профиле оказывает влияние на изменение содержания ^{137}Cs в почвенном растворе.

Содержание ^{137}Cs в компонентах почвы характеризуется набором переменных Q_i , имеющих размерность Бк м^{-2} . Для моделирования поведения

^{137}Cs в почве использована система уравнений, описанная в статье [10].

Реализация моделей в программной среде Mathcad

Математические модели, описывающие поведение ^{137}Cs в системе почва - растительность на территории, прилегающей к «Атомному озеру» реализованы на ЭВМ с использованием численных методов в среде Mathcad 11 Enterprise Edition. Программные версии моделей включают модули: «Миграция ^{137}Cs в почве», «Накопление ^{137}Cs в растительности». Исходными данными для проведения расчетов являются:

- дата радиоактивных выпадений (ядерных взрывов) – год и день от начала календарного года;
- период времени, на который осуществляется прогноз;
- исходная плотность поверхностного загрязнения почвенного покрова ^{137}Cs (Бк м^{-2}).
- Выходные данные модели представляет собой совокупность баз данных:
- матрица, включающая результаты расчета содержания ^{137}Cs в каждом из компонентов почвы в течение периода прогноза (Бк м^{-2});
- матрица, включающая результаты расчета содержания ^{137}Cs в растительности в течение периода прогноза (Бк кг^{-1});

Сформированные в результате работы программной версии модели базы данных экспортированы в среду Microsoft Excel, графический редактор GRAPHIER и другие программные приложения для дальнейшего анализа и графического представления.

Параметризация моделей и сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными

Всю совокупность параметров модели, описывающей поведение ^{137}Cs в почве, можно разделить на две группы – параметры состояния и динамические константы. К первой группе параметров относятся физические и физико-химические характеристики почв – плотность почвы, ее влажность, содержание конкурирующих с цезием катионов в почвенном растворе. Параметры состояния можно рассматривать как дополнительные переменные модели. Поскольку в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные, описывающие содержание катионов в почвенном растворе каштановых почв, для оценки этих показателей были использованы методы математической статистики [10]. На первом этапе применения статистических методов проведена оценка значимости корреляции между зависимыми и потенциальными независимыми переменными. Такая оценка позволила идентифицировать значимые независимые переменные для каждого рассматриваемого случая.

В результате проведенной статистической обработки данных [11,12] получена совокупность регрессионных уравнений.

Для определения содержания катионов K^+ , NH_4^+ , Ca^{2+} , Mg^{2+} в почвенном растворе каштановых почв с помощью регрессионных соотношений использовались значения поглощенных оснований для этих почв.

Оценка значения потенциала селективной сорбции ($\text{RIP}(\text{K})$) проводилась на основе соотношения, приведенного в работе [13]. Константы скоростей процессов, описываемых моделью, оценивались на основе анализа данных, характеризующих распределение ^{137}Cs в почве на территории, примыкающей к «Атомному озеру», а также с использованием литературной информации [14-17].

Для сравнения результатов расчетов с реальными данными использована экспериментальная информация, отражающая распределение ^{137}Cs по почвенным профилям на территории, прилегающей к «Атомному озеру». Начальные условия задавались на основе допущения, согласно которому радиоактивное загрязнение территории произошло в 1965 г. при проведении экскавационного ядерного взрыва. В ходе расчетов, проведенных для периода - 55 лет, получено распределение ^{137}Cs по компонентам почвы. На основе этих данных оценены суммарные содержания ^{137}Cs в почвенных слоях (0-5, 5-10 и 10-15 см), которые были сопоставлены с экспериментальными данными (рисунок 5.).

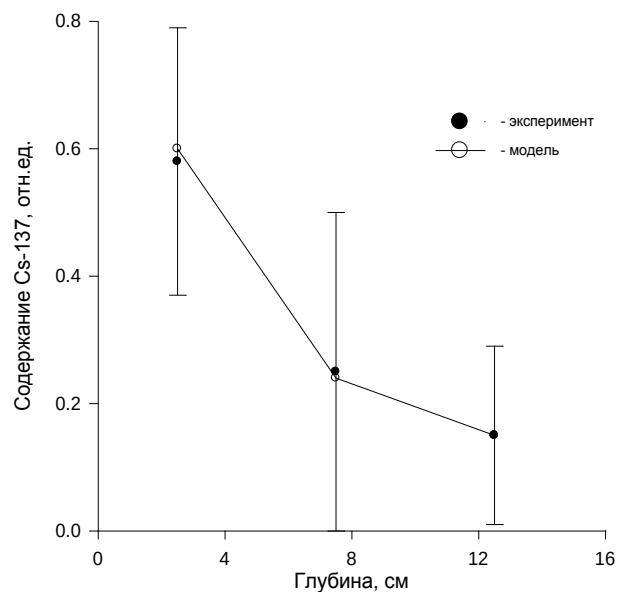


Рисунок 5. Сравнение расчетных и экспериментальных данных, отражающих относительные содержания ^{137}Cs в горизонтах корнеобитаемого слоя почвы на территории площадки «Балапан»

В таблице 1 приведены статистические характеристики коэффициентов перехода ^{137}Cs в растительность на территории, прилегающей к «Атомному озеру». Следует подчеркнуть, что выборка экспериментальных данных характеризуется значительной величиной дисперсии, обусловленной вариацией содержания ^{137}Cs в различных формах его нахождения в почве, а также неоднородностью свойств поч-

вы и растительности в пределах исследуемой территории. Оценка вида эмпирического распределения рассматриваемой выборки данных показала, что это распределение может быть описано теоретическим логнормальным законом. По этой причине в качестве адекватной оценки коэффициента перехода ^{137}Cs

в растения на территории, прилегающей к “Атомному озеру”, представляется обоснованным использование среднегеометрического значения. Величина этого показателя совпадает с величиной коэффициента перехода ^{137}Cs в растения, рассчитанной на основе разработанной модели (таблица 1).

Таблица 1. Сравнение экспериментального и расчетного (среднегеометрического) значений коэффициентов перехода ^{137}Cs в растительность (КП) на территории, прилегающей к “Атомному озеру” ((Бк/кг сухой массы)/(Бк/м²))

Характеристика показателя	Экспериментальное значение КП	Стандартное отклонение	Расчетное значение КП
Значение показателя	0.0017	0.0002	0.0017

Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных позволяют сделать вывод о том, что модель адекватно описывает процессы миграции ^{137}Cs в почве и поступление этого радионуклида в растительность на территории, прилегающей к “Атомному озеру”.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ^{137}Cs В КОМПОНЕНТАХ ЛУГОВЫХ ЭКОСИСТЕМ НА ТЕРРИТОРИИ, ПРИЛЕГАЮЩЕЙ К “АТОМНОМУ ОЗЕРУ”

Поведение ^{137}Cs в почве

Для прогнозирования поведения ^{137}Cs в почве использована модель, адаптированная для условий территории в непосредственной близости от “Атомного озера”, подвергшейся радиоактивному загрязнению в результате экскавационного ядерного взрыва. Результаты расчетов динамики содержания ^{137}Cs в различных формах его нахождения в слое почвы 0-5 см приведены на рисунке 6. Значение плотности выпадения ^{137}Cs в 1965 г. – 320 кБк/м². При таком начальном условии содержание ^{137}Cs в корнеобитаемом слое почвы на территории, прилегающей к “Атомному озеру”, в настоящее время достигает среднего значения – 730 Бк/кг [4]. Долговременным источником поступления ^{137}Cs в почвенный раствор являются оплавленные частицы, сформировавшиеся в результате ядерного взрыва. Изменение содержания ^{137}Cs в почвенном растворе обусловлено совокупностью процессов, включающей радиоактивный распад ^{137}Cs , сорбцию этого радионуклида на селективных (FES) и неселективных (RES) обменных местах почвенных частиц, фиксацию ^{137}Cs в почве, фиксацию ^{137}Cs на частицах грунтовых пород, вертикальную миграцию ^{137}Cs по почвенному профилю.

Соотношение между количеством ^{137}Cs , фиксируемого почвенными частицами, и количеством этого радионуклида, сорбируемого грунтовыми породами, соответствует отношению коэффициентов распределения ^{137}Cs (K_d) в системах “твердая фаза почвы – почвенный раствор” и “грунтовые породы – почвенный раствор”. Значения K_d для ^{137}Cs в почвах различного типа составляют 600-2000 см³/г [18]. Для большинства грунтовых пород значение этого показателя распределяется в диапазоне 50-200 см³/г [5]. Среди семи типов грунтовых пород резко выделяет-

ся аргиллит - величина коэффициента распределения ^{137}Cs для этой породы составляет 2300 см³/г. В связи с этим представляется целесообразным проведение экспериментальных работ, направленных на оценку содержания геологических пород и, прежде всего, аргиллита в почве на исследуемой территории. При наличии информации о распределении грунтовых пород по горизонтам почвы на различных расстояниях от “Атомного озера” разработанную модель можно параметризовать с меньшей степенью неопределенности.

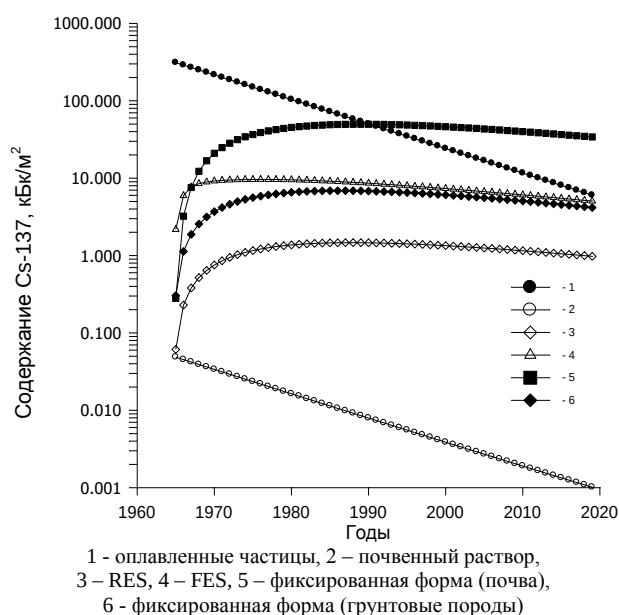


Рисунок 6. Динамика содержания ^{137}Cs в различных формах его нахождения в слое почвы 0-5 см

На рисунке 7 представлена динамика суммарных содержаний ^{137}Cs в различных слоях почвенного профиля. В слое 0-5 см наблюдается снижение содержания ^{137}Cs после выпадения радионуклидов на поверхность почвы в результате ядерного взрыва. Первоначальное увеличение содержания ^{137}Cs в слоях 5-10 и 10-15 см сменяется выходом этого показателя на плато за счет радиоактивного распада и перехода в более глубокие слои почвы.

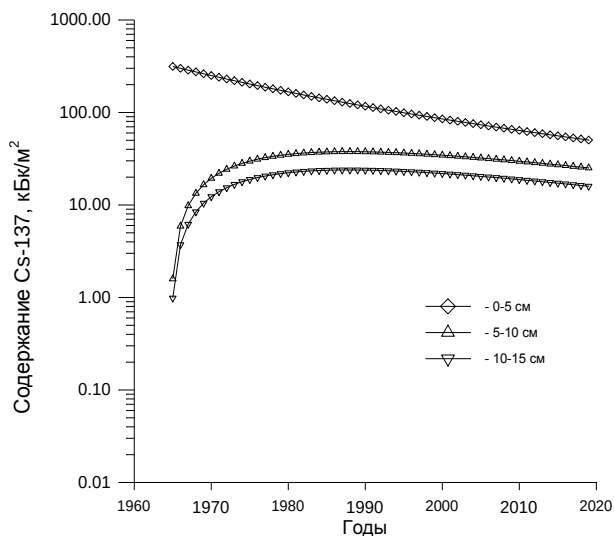


Рисунок 7. Динамика относительного содержания ^{137}Cs в слоях почвенного профиля

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Комплекс математических моделей, описывающих поведение ^{137}Cs в луговых экосистемах Семипалатинского испытательного полигона, адаптирован для условий технической площадки «Балапан». Модели параметризованы на основе экспериментальной информации, характеризующей особенно-

сти луговых экосистем на этой площадке. Проведены прогностические и ретроспективные расчеты, результаты которых позволили установить закономерности динамики ^{137}Cs в системе почва – растительность на территории, прилегающей к «Атомному озеру». Эта территория представляет собой наиболее крупный, с точки зрения масштабов радиоактивного загрязнения, участок технической площадки «Балапан».

На основе анализа полученных результатов можно сделать вывод о необходимости оценки рисков превышения нормативов, ограничивающих содержание основных дозообразующих радионуклидов в молоке лошадей и овец, выпасаемых на территории площадки «Балапан» Семипалатинского испытательного полигона. Необходимым условием прогнозирования вероятностей превышения допустимых уровней содержания ^{137}Cs в животноводческой продукции является установление законов и оценка параметров распределений содержания радионуклидов в почве на исследуемой территории. Другое важное направление работ - прогнозирование доз облучения населения, употребляющего загрязненную продукцию, а также оценка рисков превышения критических дозовых нагрузок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тухватулин Ш.Т., Жотабаев Ж.Р., Кадыржанов К.К. и др. Техногенное и природное загрязнение радионуклидами Республики Казахстан. // Сб. материалов II Международной конференции «Тяжелые металлы, радионуклиды и элементы-биофилы в окружающей среде», Семипалатинск, 16-18 ноября 2002 г. Семипалатинск, 2002, Т. 2, с. 128-140.
2. Семиошкина Н.А. Оценка радиологических последствий радиоактивного загрязнения территории Семипалатинского испытательного полигона. Дис. на соиск. уч. степени канд. биол. наук. Обнинск, 2002.
3. Semiochikina N., Voigt G., Mukusheva M. et al. Assessment of the current internal dose due to ^{137}Cs and ^{90}Sr for people living within the Semipalatinsk test site, Kazakhstan. // Health Physics. 2004. V. 86. № 2. P. 187-192.
4. Птицкая Л.Л. Современное состояние радиационной обстановки на территории испытательной площадки "Балапан" бывшего Семипалатинского полигона // Вестник НЯЦ РК. «Радиоэкология. Охрана окружающей среды.» 2002, вып. 3, с. 7-13.
5. Плотников В.И., Аксенова Т.И., Бердаулетов А.К. и др. Сорбция стронция и цезия породами с площадки Балапан // Вестник НЯЦ РК. «Радиоэкология. Охрана окружающей среды.» 2001, вып. 3, с. 1-6.
6. Спиридонов С.И., Мукушева М.К., Гонтаренко И.А. Моделирование поведения ^{137}Cs и ^{90}Sr в системе почва-растения на территории, прилегающей к технической площадке «Опытное поле» СИП.// Труды II международной научно-практической конференции «Семипалатинский испытательный полигон. Радиационное наследие и проблемы нераспространения», г. Курчатов, С. 57-64.
7. Modelling and study of the mechanisms of the transfer of radioactive material from terrestrial ecosystems to and in water bodies around Chernobyl. Experimental Collaboration Project № 3, Final report. EUR 16529 EN. 1996, 184 p.
8. Cremers A., Elsen A., De Preter P., Maes A. // Quantitative analysis of radiocaesium retention in soil. Nature. 1988, V. 333, No 6187, P. 247-249.
9. Sawhney B.L. // Clays and Clay Miner. 1972. V.20. P. 93-100.
10. S.I.Spiridonov, M.K. Mukusheva, I.A. Gontarenko Modelling of ^{137}Cs behavior in semi-natural ecosystems within the Semipalatinsk Test Site// Proceedings of the 2nd International conference on Radioactivity in the Environment\ Nice, France, October, 2005, P. 463-466.
11. Анисимов В.С., Круглов С.В., Алексахин Р.М., Суслина Л.Г., Кузнецов В.К. Влияние калия на состояние ^{137}Cs в почвах и его накопление проростками ячменя в вегетационном опыте. Почвоведение, 2002, N 11, с. 1323-1332.
12. Коноплева И.В. Исследование биологической доступности ^{137}Cs в почвах лесных экосистем. Автореф. дис. канд. биол. наук. Обнинск. 1999, 27 с.
13. Коноплева И.В., Сысоева А.А. Связь характеристик селективной сорбции ^{137}Cs с содержанием илстой фракции почв // Сб. тезисов 3-го съезда по радиационным исследованиям (радиобиология и радиоэкология). Киев, 21-25 мая 2003 г. Киев, 2003, с. 309.

14. Кашпаров В.А. Оценка и прогнозирование радиоэкологической обстановки при радиационных авариях с выбросом частиц облученного ядерного топлива (на примере аварии на Чернобыльской АЭС). Автореф. дис. докт. биол. наук. Обнинск. 2000, 48 с.
15. Юдинцева Е.В., Гулякин И.В. Агрохимия радиоактивных изотопов стронция и цезия. Москва, Атомиздат, 1968, 472 с.
16. Ягодин Б.А., Смирнов П.М., Петербургский А.В. и др. Агрохимия. / Под ред. Б.А. Ягодина. М.: Агропромиздат, 1985. 655 с.
17. Анненков Б.Н., Юдинцева Е.В. Основы сельскохозяйственной радиологии. Москва, Агропромиздат, 1991, 287 с.
18. Котова А.Ю. Исследование механизмов сорбции и биологической доступности ^{90}Sr , ^{106}Ru , ^{137}Cs и ^{144}Ce в почвах различных типов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата биологических наук, Обнинск, ВНИИСХРАЭ, 1998, 209 с.

«БАЛАПАН» ТЕХНИКАЛЫҚ АЛАҢЫМЕН ІРГЕЛЕС АУМАҚТАҒЫ ТОПЫРАҚ-ӨСІМДІК ЖҮЙЕСІНДЕГІ ^{137}Cs ЖҮРІП-ТҰРУЫНЫҢ ҮЛГІСІН ӘЗІРЛЕУ

¹⁾Мұқышева М.К., ²⁾Спирidonов С.И., ³⁾Гонтаренко И.А.

¹⁾*Қазақстан Республикасының Ұлттық Ядролық Орталығы, Курчатov*

²⁾*Бүкілресейлік ауылшаруашылық радиология және агроэкология ҒЗИ, Обнинск, Ресей*

Мақалада Семей сынақ полигонының (ССП) «Балапан» техникалық алаңындағы радиоэкологиялық жағдайды сипаттайтын ақпараттар талдауының нәтижелері ұсынылған. Жерасты ядролық жарылыстары іске асырылған ұңғымалардың сағалау алаңшаларының және экскавациялық ядролық жарылыс нәтижесінде қалыптасқан «Атом көлімен» іргелес жатқан аумақтардың радиоактивті ластану ерекшеліктері қаралған. ^{137}Cs радионуклидінің зерттелген аумақта және топырақ кескінінде таралуын бейнелейтін деректерге талдау жасалған. Өсімдіктердегі ^{137}Cs мөлшерін сипаттайтын деректерге талдау жасалып, жүйелендірілген.

«Балапан» техникалық алаңының аумағына арнап бейімделген және параметрлендірілген топырақ-өсімдік жүйесіндегі ^{137}Cs жүріп-тұруының үлгісі ұсынылған. Үлгі параметрлерінің сандық мәндері, есептік және тәжірибелік деректерді салыстыру нәтижелері көрсетілген. Радиоактивті ластану ауқымы тұрғысында аса ірі болып табылатын, «Атом көлімен» іргелес жатқан аумақ – «Балапан» алаңы учаскесінің топырақ-өсімдік жүйесіндегі ^{137}Cs динамикасының заңдылықтарын анықтауға себін тигізген болжамды және бұрынғы есептердің нәтижелері суреттелген.

DEVELOPMENT OF MODEL FOR ^{137}Cs BEHAVIOR IN SOIL-PLANT SYSTEM AT THE TERRITORY ADJACENT TO BALAPAN TECHNICAL SITE

¹⁾M.K. Mukusheva, ²⁾S.I. Spiridonov, ³⁾I.A. Gontarenko

¹⁾*National Nuclear Centre of the Republic of Kazakhstan, Kurchatov*

²⁾*All-Russian SRI of Agricultural Radiology and Agroecology, Obninsk, Russia*

The article presents the results of information analysis describing radioecological situation at the Balapan Site of the Semipalatinsk Test Site (STS). It considers features of radioactive contamination of boreholes where underground nuclear tests were carried out and of territory adjacent to Atomic Lake formed as a result of excavation nuclear explosion. Was performed an analysis of data about ^{137}Cs radionuclide distribution at the territory under study and the radionuclide distribution by soil profile. Analysis and systematization of data about ^{137}Cs content in vegetation was carried out.

This presents a ^{137}Cs behavior model in soil-plant system adapted and parametrized for the Balapan site. Model parameter values and results of calculation and experimental data comparison are provided. This work describes results of forecast and retrospective calculations which enable to determine the regularity of ^{137}Cs history in soil-plant system at a larger from the point of view of radioactive contamination scale, area of Balapan site – at territory adjacent to Atomic Lake.

УДК 550.836: 621.039.9

ОПЫТ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЫСОКОТОЧНОЙ СКВАЖИННОЙ ТЕРМОМЕТРИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПОСТВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ НА УЧАСТКАХ ПРОВЕДЕНИЯ ПОДЗЕМНЫХ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ

Попов В.Б.

Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Современное состояние технических средств позволяет обеспечить измерения температуры с погрешностью порядка $0,01^{\circ}\text{C}$ при разрешающей способности на уровне стотысячных долей градуса. Это открывает новые возможности при изучении геологических сред и ставит термометрию в ряд наиболее информативных геофизических методов. Такой вывод иллюстрируется результатами скважинных исследований, проведённых в районе скважины 5РТК объекта «Ли́ра».

ВВЕДЕНИЕ

При проведении подземных ядерных взрывов, как и при любом техногенном вмешательстве человека в недра, происходит перераспределение водных потоков, что приводит к изменению теплового поля в среде, поскольку одной из главных составляющих теплопереноса является конвекция. В этой связи при изучении поствзрывных процессов на участках проведения подземных ядерных взрывов (ПЯВ), одним из основных методов может быть скважинная термометрия [1].

Информационный потенциал термометрии, как и любого геофизического метода, определяется, в первую очередь, метрологическими параметрами его технической базы. Ниже, в ретроспективе рассмотрено применение скважинных температурных наблюдений в районе одной из ядерных полостей 5РТК объекта «Ли́ра» (Западный Казахстан) [2]. В период с 1991 г. по 1996 г. термометрия проводилась здесь в основном для контроля режима отвердевания цементного кольца при строительстве скважины, а также для выявления интенсивных тепловых потоков как результата возможной гидродинамической связи полости ПЯВ с верхними водоносными горизонтами. Наблюдения выполнялись силами полевых партий Мингазпрома и Атомэнерго с использованием стандартного каротажного оборудования, оснащённого шлейфовыми осциллографами. При этом обеспечивалась невысокая воспроизводимость данных, велась только качественная интерпретация данных с применением ручной обработки и простейших методических приёмов. В 2001 г. Уральской экспедицией ГИС объединения «Казпромгеофизика», проводившей работы на объекте, для термометрии использовалась цифровая каротажная станция с погрешностью измерения температуры порядка $0,1^{\circ}\text{C}$. Результаты измерений представлялись в виде исходных термограмм и не подвергались углублённой обработке. Применение типовых термических датчиков, обладающих большой инерционностью, а также традиционное преобразование значений температуры в цифровой код, не позволяли измерять приращение температу-

ры с дискретностью существенно менее $0,01^{\circ}\text{C}$, что ограничивало применимость температурного градиента для решения тонких задач.

ОБ ИЗМЕРЯЕМЫХ ПАРАМЕТРАХ В ТЕРМОМЕТРИИ

В скважинной термометрии информативными параметрами являются температура и её приращение, к измерению которых предъявляются различные метрологические требования.

Измерение температуры

Результаты измерения температуры в общем случае привязаны к абсолютной шкале температур, в связи с чем, измерительная система характеризуется погрешностью измерения температуры в заданном диапазоне. Такая привязка осуществляется путем метрологической аттестации прибора и его регулярных поверок, что обеспечивает независимость результатов измерений от времени, наличия подручных средств поверки непосредственно в поле и допускает замену приборов в ходе полевых измерений без потери надёжности получаемых данных. Несмотря на универсальность подхода, очевидны и его недостатки. Так, в промежутках между поверками необходим постоянный контроль за сползанием показаний измерительной системы, для чего используют температурные эталоны.

Общедоступные эталонные термометры имеют погрешность измерений порядка $0,1^{\circ}\text{C}$, а специальные термометры, имеющиеся в распоряжении метрологических центров, обеспечивают измерения с погрешностью $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$ и ниже. Однако последние не могут быть применены в полевых условиях. В геофизической практике при проведении массовых измерений для контроля за сползанием показаний рабочего термометра используют эталонные скважины с наиболее стабильными температурными условиями, как, например, в случае [3], когда в эталонной скважине многолетняя нестабильность температуры не превышала значение $\pm 0,005^{\circ}\text{C}$. Привязка измерений температуры осуществляется не к абсолютной температурной шкале, а к некоторой выбранной эталонной температурной точке отсчёта, что позволяет изучать термодинамические процессы

в пределах большого полигона с минимальным риском получения ложных результатов.

При необходимости увязки в единую сеть результатов измерений, выполненных на больших расстояниях, погрешность измерительной системы должна быть соизмерима с погрешностью изменения температуры в эталонной скважине. С учётом ограничений, накладываемых современным состоянием метрологической службы и уровнем задач, решаемых на практике, ориентиром для погрешности скважинных термометров следует считать значение в $0,01^{\circ}\text{C}$.

Измерение приращений температуры

На практике часто решают задачи, связанные с изучением характера изменения температуры вдоль ствола отдельной скважины, когда используют не абсолютное значение температуры, а её приращение по глубине. Такими задачами являются, например, литологическое расчленение разреза, изучение естественных и техногенных гидродинамических явлений и др. При этом роль температурного репера играет предыдущий по времени отсчёт, а температурное сползание показаний прибора становится пренебрежимо малым. В таких случаях на первый план выходит чувствительность термометра к измерению малых приращений температуры и защищённость от сторонних помех. Исходными данными при оценке требуемой чувствительности измерений служат осреднённый геотермический градиент и шаг съёмки, который при детальных работах обычно уменьшается до $0,1$ м. Для соли, обладающей высокой теплопроводностью, осреднённый геотермический градиент составляет около $10^{\circ}\text{C}/\text{км}$, нормальное приращение температуры – порядка $0,001^{\circ}\text{C}$. В таких условиях для обеспечения надёжности данных дискретность измерений и все виды помех должны быть, по крайней мере, в 3 раза меньше и составлять не более $0,0003^{\circ}\text{C}$. При параметрическом преобразовании температуры в частоту и высокоточном измерении последней, достижимым становится значение разрешающей способности на уровне $0,00005$ градуса. Временной интервал, требуемый при этом для измерения, составляет 1с .

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ТЕХНИЧЕСКАЯ БАЗА

На начальном этапе исследований, проводившихся Институтом геофизических исследований НЯЦ РК на участке «Лира», для скважинной термометрии использовалась Портативная каротажная станция (ПКС, ТОО «Юникан-М», задание ИГИ НЯЦ РК) - рисунок 1.



Рисунок 1. Работа на скважине с портативной каротажной станцией (ПКС)

Станция позволяет вести измерения с различными зондами и, наряду с обеспечением высоких метрологических характеристик, существенно снижает транспортные и эксплуатационные расходы.

Основные характеристики ПКС следующие:

- возможность проведения работ как из автомобиля, так и с открытой площадки или из укрытия типа палатки;
- компьютерная регистрация данных;
- ручной и автоматический (с заданной скоростью) режим движения скважинного зонда;
- работа в автоматическом режиме - на спуске геофизического снаряда, работа в ручном режиме - как на спуске, так и на подъёме;
- глубина снаряда (при максимальном её значении в 500 м) контролируется по кабельным меткам, а также по оборотам устьевого ролика, снабжённого датчиком с выходом на компьютер или автономный счётчик;
- соединение регистратора с кабелем производится посредством электрического коллектора, что позволяет осуществлять непрерывную регистрацию данных;
- первичным источником электропитания станции служит аккумулятор напряжением 12В , ёмкость которого достаточна для непрерывной работы в течение рабочей смены;
- общая масса прибора, включая укладочный ящик и источник питания, не превышает 35 кг.

Следующим шагом в развитии технических средств скважинной термометрии явилась разработка Портативной каротажной установки (ПКУ, ТОО «Юникан-М, задание ИГИ НЯЦ РК), внешний вид которой приведен на рисунке 2.



Рисунок 2. Внешний вид портативной каротажной установки (ПКУ)

В установке использованы новые технические решения, позволившие улучшить эксплуатационные характеристики, в частности:

- источник питания зонда встроен в его корпус;
- передача данных в регистратор производится по однопроводному кабелю на радиочастоте;
- стабилизация скорости движения зонда осуществляется механическим способом, что снижает энергозатраты;
- катушка с кабелем может устанавливаться непосредственно на оголовке скважины без дополнительного устьевого ролика;
- регистрация данных в ручном режиме может производиться с использованием портативного частотомера, выполненного в наладонных габаритах;
- глубина зонда измеряется счётчиком, выполненным на базе калькулятора.

Общая масса оборудования ПКУ при длине кабеля 500 м составляет 10 кг, в связи с чем, прибор удовлетворяет требованиям носимого варианта исполнения. Процесс измерений с использованием установки в ручном режиме показан на рисунке 3.

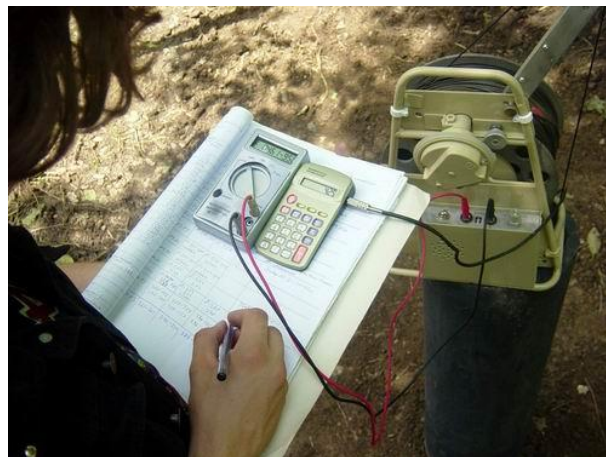


Рисунок 3. Регистрация данных в ручном режиме

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рисунке 4 приведена схема расположения скважин на объекте «Ли́ра» - технологических (ТК) и наблюдательных ((КН). Термометрические исследования, проводившиеся в 2000 – 2001 гг., были сосредоточены на изучении наблюдательных скважин КН1 - КН4, а также скважины КН12, глубиной более 1200 м, расположенной в 200 м к юго-западу, для которой потребовалось соответствующее удлинение кабеля.

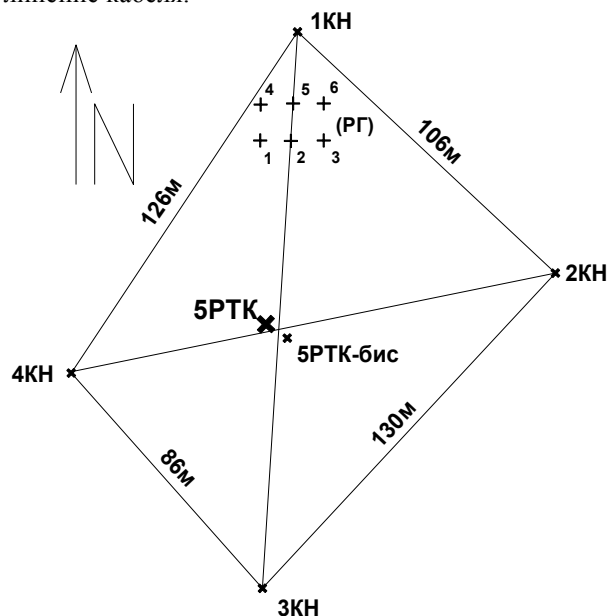


Рисунок 4. Схема расположения наблюдательных скважин в районе полости 5РТК

Измерения температуры выполнены станцией ПКС с погрешностью не более 0,03 градуса и решающей способностью порядка 0,006 градуса. Термодатчик имел инерционность 10 сек. Применена гибкая, адаптированная к задачам, методика измерений и интерпретации данных. По результатам измерений составлена сводная таблица значений геотермического градиента для различных литоло-

гических разностей, слагающих разрез в районе полости, образованной ядерным взрывом в скважине 5РТК. По скважине КН4, где проведён наибольший объём работ, уточнена литологическая колонка, в разрезе отмечен интервал повышенной гидродинамической активности. На рисунке 5 показаны результаты рекогносцировочных исследований термоградиента в стволе глубокой наблюдательной скважины КН12. Работы проводились в ручном режиме измерений, шаг наблюдений составлял 5 м.

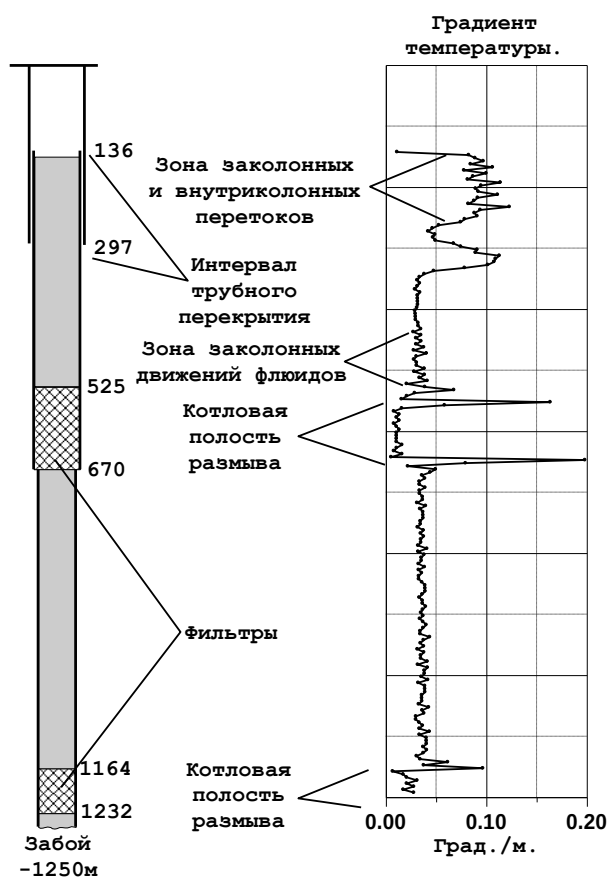


Рисунок 5. Изучение гидродинамики скважины КН12

Рисунок 5 позволяет сопоставить результаты наблюдения градиента температуры с данными о конструкции скважины, из чего следует связь пониженных значений температурного градиента с интервалами установки фильтров на глубинах 525 – 670 м и от 1164 м до забоя. Объясняется эта связь образованием полостей размыва и растворением вмещающих пород водой, заполняющей скважину через отверстия фильтров. В образующемся «котле» происходит циркуляция растворов, резко усиливающая конвективный теплоперенос и выравнивающая температуру в пределах интервала.

Основная часть ствола скважины имеет постоянные и малые значения температурного градиента, что характерно для соляной толщи в отсутствии гидродинамических процессов. Исключение составляет интервал на глубине 136 – 297 м (хвостовик),

где наблюдаются значительные колебания температурного градиента, свидетельствующие о наличии перетоков в межтрубном пространстве.

Непостоянство температурного градиента отмечается также в интервале над верхней кромкой верхнего фильтра, что связано, очевидно, с размыванием и обрушением пород в ствол через фильтр. В образующихся пустотах происходят конвективные процессы теплопереноса, нарушающие монотонность кривой градиента.

Пример, приведенный на рисунке 5, иллюстрирует возможность применения термометрии для обнаружения водонаполненных пустот в затрубном пространстве и выявления заколонных перетоков.

На рисунке 6 приведен пример использования термометрии для изучения гидродинамических процессов в скважине, активизированной откачкой воды из ствола. Проведена детальная съёмка в фильтровом интервале скважины КН4 с шагом 0,5 м. Отчётливо видна разница распределения температур до- и после откачки. В процессе восстановления уровня воды в скважине, происходит подток холодной воды из верхних горизонтов через затрубное пространство, что проявляется в снижении температуры в полости размыва на уровне верхнего фильтра.

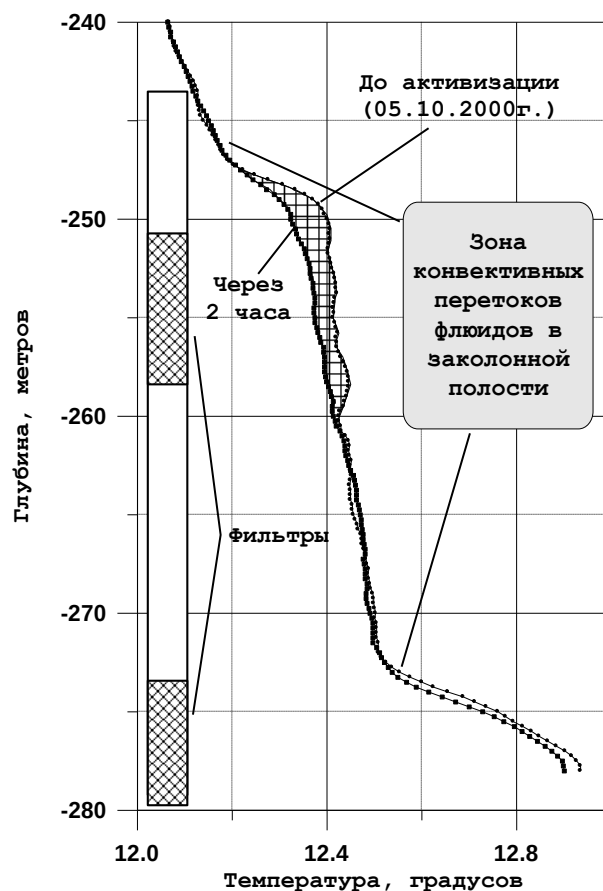


Рисунок 6. Выявление зоны водопитока при активизации скважины КН4 пробной откачкой

Нисходящее движение воды через гравийную засыпку затрубного пространства, наблюдаемое при восстановлении уровня воды в стволе, подтверждается и некоторым снижением температуры выше фильтров. Интервал подпитки находится на границе между терригенной толщей и кепроком, на глубине около 170 м. Эксперимент с активизацией скважины откачкой показывает возможность обнаружения пластов с гидродинамической связью и оценки направлений перетоков.

Возможности термометрии, приведенные на рисунках 5 - 6, обеспечены средствами измерения с метрологическими параметрами, реализованными в ПКС: погрешность - 0,03 градуса, разрешение - 0,006 градуса, стандартный шаг съёмки - не менее 0,5 м. На рисунке 7 приведены сравнительные результаты термометрии в скважине КН4, полученные в 2001 г. (12.09.2001 г.) с этой точностью и в 2003 (12.08.2003 г.) - с повышенной точностью. Из материалов 2001 г. сделана выборка наиболее представительных данных. Шаг съёмки составлял 0,25 м, измерения производились в непрерывном режиме со стабилизированной скоростью движения зонда в 900м/час.

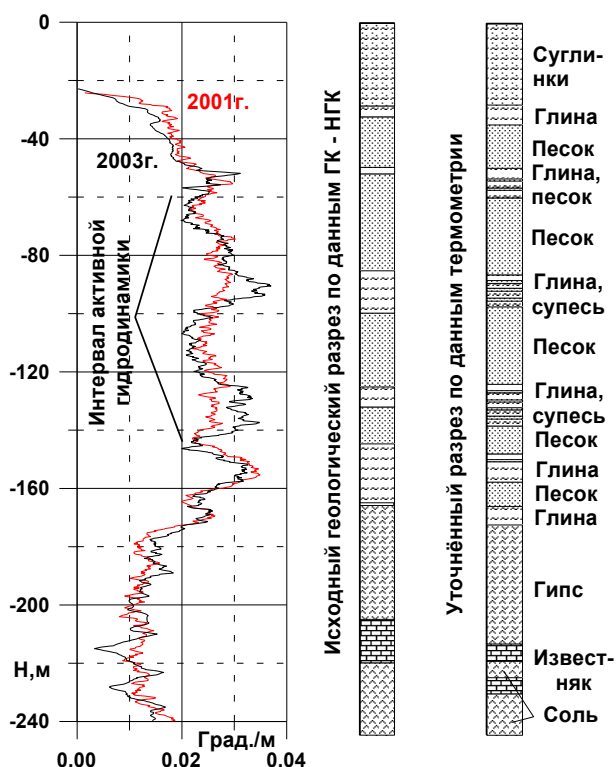


Рисунок 7. Высокоточная термометрия для литологического расчленения разреза и выявления гидродинамических процессов по скважине КН4

В 2003 г. измерения проведены каротажной установкой ПКУ, которая обеспечила разрешение не хуже 0,00005°C. Это позволило более чем на порядок повысить точность определения температурного градиента. Кроме того, при наблюдениях использо-

ван термозонд с постоянной времени датчика 0,5 сек, что дало возможность резко повысить разрешённость данных по глубине. К дополнительным факторам, обеспечившим высокую точность съёмки в 2003 г., следует отнести укороченный шаг наблюдения (1/6 м) и повышенную равномерность скорости движения снаряда в скважине (600м/час), обеспечиваемую активным стабилизатором. Следует отметить, что в течение длительного периода до начала измерений в 2003 г. скважина воздействиям не подвергалась, тогда как температурные измерения в 2001 г. проводились в условиях интенсивных гидродинамических воздействий на скважину (пробных откачек).

Обработка результатов измерений, выполненных в скважине в 2001 г. и 2003 г., включала такие операции как: введение поправок за глубину, приведение данных к единой шкале глубин; редактирование результатов измерений с отсевом некондиционных данных; вычисление градиента температур для базы 1м; осреднение данных методом скользящего среднего в пределах единой базы (5 м); визуализация данных, компоновка графиков; добавление сведений о геологии разреза в сопоставимом масштабе. Сравнение полученных кривых температурного градиента позволяет сделать следующие выводы:

- кривые в основных деталях повторяют друг друга, особенно в пределах развития кепрока и солевых отложений;
- в интервале глубин 60 - 140 м, соответствующем терригенным отложениям, данные 2001 г. характеризуются меньшей дифференциацией;
- данные 2003 г. отличаются большей дифференциацией и меньшей подверженностью помехам.

Хорошая повторяемость данных разных лет в кепроке и в надсолевых отложениях, в наименьшей степени подверженных гидродинамическому влиянию, свидетельствует о том, что температурный градиент как измеряемый параметр мало чувствителен к смене измерительной системы и изменениям методики. Температурные шкалы термометров не увязывались, что не сказалось в явном виде на результатах.

В пределах интервала глубин, соответствующего терригенным отложениям, на термограмме 2001 г. отмечается нивелирование, размывание аномальных выбросов, что обусловлено вертикальным движением вод по затрубному пространству.

Несмотря на принятые меры по редактированию данных 2001 г., их качество явно не эквивалентно высокоточным данным 2003 г., которые позволили уточнить положение контрастных границ между породами с различной теплопроводностью. За базу сравнения были приняты построения, выполненные с использованием данных гамма-спектрометрии, уточнённых данными отбора проб при бурении. В терригенном комплексе хорошо выделяются пере-

слои глин и песчаников/песков, а в хомогенных отложениях – границы между известняками и солью.

В заключение следует отметить, что чувствительность скважинного термометра, достигнутая в установке ПКУ, привела к необходимости использовать мощное интегрирование данных, чтобы отсеять специфичные, псевдопериодические помехи, появившиеся на уровне приращений температуры порядка 0,003 градуса. Анализ их природы позво-

лил предположить, что они обусловлены прогревом ствола скважины токами электрозащиты линейного трубопровода, проходящего вблизи участка работ. Тепловые проявления такого уровня нуждаются в классификации, которая позволит наметить пути борьбы с помехами и открыть новые направления исследований с использованием термометрических методов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Геотермические методы исследований в гидрогеологии, 1979. - М., Недра.
2. Мелентьев М.И., Кислый Б.И., Политиков М.И., Шайторов В.Н. др. К оценке трещинной тектоники, сопряженной с подземной ядерной полостью скв.5РТК на Карачаганакском соляном куполе//Геофизические проблемы нераспространения/Вестник НЯЦ РК, 2002. – Курчатов: НЯЦ РК. – Вып. 2. – С. 88 – 95.
3. Методические указания по применению термометрического метода для контроля технического состояния технологических и наблюдательных скважин и динамики рабочих растворов на опытных полигонах, обрабатываемых методом подземного выщелачивания, 1988. - Алма-Ата: КазВИРГ НПО «Рудгеофизика».

ЖЕР АСТЫНДАҒЫ ЯДРОЛЫҚ ЖАРЫЛЫСТАР ӨТКІЗІЛГЕН БӨЛІКШЕЛЕРДЕ ЖАРЫЛЫСТАРДАН КЕЙІНГІ ПРОЦЕССТЕРІН ЗЕРДЕЛЕУ ҮШІН ҰНҒЫМАДАҒЫ ДӘЛДІЛІГІ ЖОҒАРЫ ТЕРМОМЕТРИЯСЫН ҚОЛДАНУ ТӘЖРИБЕСІ МЕН КЕЛЕШЕГІ

Попов В.Б.

ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Қазіргі замандағы техникалық құралдарының күйі температурасын 0,01⁰С шамасындағы қателігімен (градустың жүзмыңдық үлесі деңгейіндегі шешуші қабілеттілігінде) өлшеуін қамтамасыз етуіне мүмкіншілік береді, бұл геологиялық орталарын зерделеуінде жаңа мүмкіншіліктерін береді. Лира нысанасының 5РТК қуысының ауданында өткізілген ұңымадағы зерттеулерінің нәтижелері, далалық бақылауларының дәлдігін жоғарылатуымен бірге, термометрияның ақпарлығын ұлғайту мүмкіншілігін бейнелейді.

EXPERIENCE AND PERSPECTIVES OF HIGH-PRECISION BOREHOLE THERMOETRY USE FOR POST-EXPLOSION PROCESSES STUDY AT THE SITES OF UNDERGROUND NUCLEAR EXPLOSIONS

V.B. Popov

Institute of Geophysical Researches NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

Current status of equipment allows providing temperature measurement accuracy of 0.01⁰С at resolution of hundred thousands of a degree. That gives new possibilities at geological environment study and puts thermometry in a row with the most informative geophysical methods. Such conclusion is illustrated by the results of borehole research implemented in the region of 5РТК cavity of “Lira”.

УДК 550.837

ВОЗМОЖНОСТИ ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ УСТАНОВОК СО СТАЦИОНАРНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ ПРИ МОНИТОРИНГЕ ГЕОДИНАМИЧЕСКИХ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ**Дроздов А.В., Максимов Е.М., Мариненко В.А., Стромов В.М., Шевченко В.П.***Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан*

Работами на участке Балапан Семипалатинского испытательного полигона подтверждено, что мониторинг поствзрывных процессов, отражающихся в изменении электропроводности горных пород, возможен путем проведения режимных электрометрических наблюдений. Получены результаты наблюдений суточных вариаций электрических сопротивлений, выполненных со стационарно закрепленными электродами, что значительно повысило точность измерений. Описана аппаратура для выявления малоамплитудных изменений электропроводности горных пород.

Наличие в Республике Казахстан бывших ядерных полигонов обусловило изучение экологических проблем, связанных с последствиями воздействия произведенных подземных ядерных взрывов (ПЯВ) на окружающую среду. Одной из таких проблем, требующих ответа сейчас и в будущем, является оценка реальной степени риска распространения техногенных радионуклидов в окружающей среде, вероятности потенциально опасных глубинных деструктивных процессов в недрах, особенно в районах, вовлекаемых в сферу хозяйственной деятельности.

Каждый ПЯВ возбуждает в недрах ряд первичных процессов (радиационных, электромагнитных, физико-механических, термических, химических), продолжительностью от нескольких секунд до нескольких минут, за которыми следуют вторичные процессы, продолжительностью несколько часов, дней, и поствзрывные явления и эффекты (геологические, химические и др.), длящиеся месяцы и годы.

Основными поствзрывными геологическими процессами, имеющими долговременный характер, являются эволюция зон необратимого изменения, а также активизация или уплотнение зон смятия, зон трещиноватости, локальных тектонических нарушений, расширение зон радионуклидного и теплового загрязнения, изменение уровня и минерализации подземных вод. Конечным эффектом таких процессов являются «новые» объекты для изучения в геологической среде, характеризующиеся соответствующими физическими параметрами.

Проведение ПЯВ в скальных породах приводит к образованию необратимых изменений среды, различающихся по своим характеристикам - камуфлетная полость, зона смятия (дробления, интенсивной трещиноватости, блоковой трещиноватости), столб обрушения, купол-свод, зона откольного разрушения и локальных необратимых проявлений [7]. Изменения геологической среды в местах проведения ПЯВ напрямую или косвенно связаны с изменением физических свойств горных пород и подземных вод, что определяет возможность применения геолого-геофизических методов для их изучения. Так, показано [7], что деформации, возникающие в результате

сильного взрывного воздействия, приводят к существенному понижению величины упругих параметров (скорости упругих волн и плотности) и, как следствие, к повышению водопроницаемости среды. Вероятность изменения конфигурации полостей и структурно-тектонической обстановки определяется наличием в массиве механических напряжений, превышающих предел прочности образованных поствзрывных неоднородностей. Структурная перестройка среды, находящейся в напряженном состоянии, как доказано экспериментально [1], сопровождается сейсмоакустической эмиссией - излучением импульсных колебаний волнового типа. По временным и спектральным характеристикам этих колебаний представляется возможным определять координаты источников эмиссии и размеров излучателей (полостей, ослабленных зон и т.п.). Кроме того, по пространственно-временным вариациям микросейсмических эффектов может быть оценена механическая устойчивость локальных блоков геологической среды [5, 6]. Другим способом выявления и отслеживания изменений поствзрывной структурно-тектонической обстановки является периодическое определение пространственного положения и конфигурации образовавшихся объектов с использованием различных методов зондирования. Наиболее перспективны для этих целей наземные и скважинные сейсмические методы, использующие аномальные эффекты изменения упругих характеристик геологической среды. При гидрозатопленности среды поствзрывные объекты могут проявляться как неоднородности, проводящие электрический ток, что обуславливает принципиальную возможность привлечения для их изучения электроразведки методами сопротивления. Мониторинг динамики разуплотнения горных пород методами электроразведки предлагается в [2]. Процессы разуплотнения пород под воздействием механических напряжений проявляются в виде образования трещин и дилатансии (увеличения объема). В дилатансионную зону из нижележащих толщ внедряются высоконапорные флюиды, трещины расширяются, возрастает пористость, изменяется электропроводность. По результа-

там метода теллурических зондирований (МТЗ) или зондирования становлением поля (ЗСБ) могут быть обнаружены зоны разуплотнения. По знаку аномального сигнала становления поля можно судить о проводимости флюида, наполняющего трещины (нефть, газ, минерализованная вода).

Мониторинг геодинамических и гидродинамических процессов, происходящих в геологической среде, испытавшей воздействие ПЯВ, и проявленных в изменениях электропроводности горных пород, может быть реализован путем организации режимных электроразведочных съемок. Однако, как показал опыт таких наблюдений, проведенных в 2001-2003 гг. на участке Балапан Семипалатинского испытательного полигона, даже при использовании самых современных аппаратных средств, точность измерений оказывается не выше $\pm 1,5\%$. Основным источником ошибок в подобных работах оказывается неидентичность расположения измерительных установок при повторных съемках.

Для повышения точности режимных электроразведочных измерений при изучении малоамплитудных вариаций электрического сопротивления горных пород, проведены работы с использованием измерительных систем, в которых электроды (измерительные и питающие), закреплялись стационарно в грунте или скважинах. Работы выполнены на участке Балапан Семипалатинского испытательного полигона. Место для проведения измерений выбрано в пределах зоны, где предварительно при измерениях по методу двустороннего дипольного электрического профилирования (ДЭП) были выявлены значительные (до 30%) годовые (сезонные) изменения электропроводности [8]. Наблюдения со стационарно закрепленными электродами выполнены тем же методом - ДЭП (рисунок 1). Разнос питающей линии 100 м (ПК 880 – 890). Размер приемной линии 50 м, разносы измерительной установки 150 м (центр на ПК 870) и 350 м (центр на ПК 850). Приемные электроды на обоих разносах были зафиксированы в почве на весь период измерений. В качестве измерителя использовался прибор ВПФ – 210 (ИГИ НЯЦ РК) [4], в качестве источника поля - генератор ГЭР-2/1000 (ИГИ НЯЦ РК) [9].

Наблюдения проведены с 12 ч 26 мин 22.06.2003 по 06 ч 58 мин 23.06.03 с интервалом 2 – 4 часа. Результаты наблюдений показаны на рисунке 1. При стационарно закрепленных электродах максимальное относительное изменения ρ_k составило для разноса 150 м - 0,29%, а для разноса 350 м - 0,30%, что более чем на порядок ниже стандартной средней относительной погрешности электроразведочных измерений методом сопротивления ($\pm 5\%$). Это свидетельствует, с одной стороны, о высоких возможностях используемой аппаратуры, а с другой, – о высокой разрешающей способности измерительной системы.

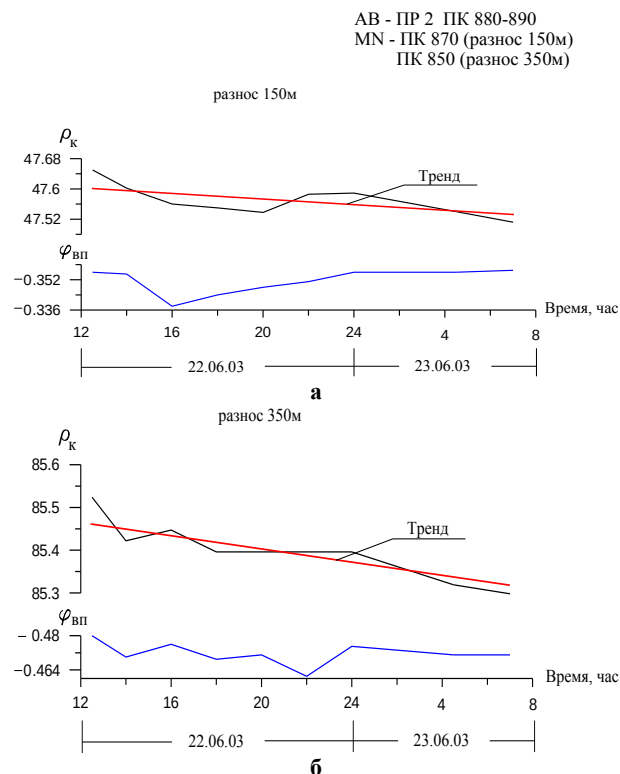
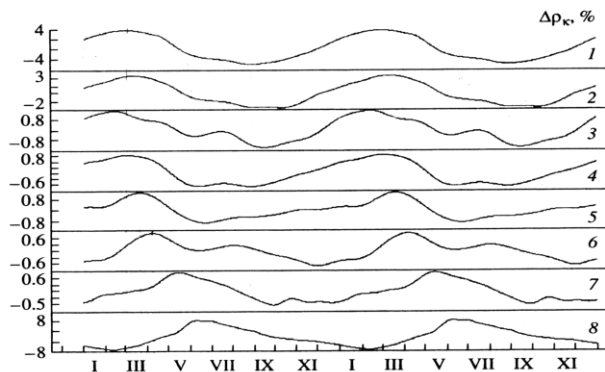


Рисунок 1. Участок Балапан. Профиль 1. Графики суточных вариаций ρ_k и $\phi_{вп}$ по данным режимных измерений методом дипольного электрического профилирования с разносами: а – 150 м; б – 350 м

Как можно видеть из рисунка 1, наблюдаемые значения кажущегося электрического сопротивления ρ_k имеют колебательный характер. Отчетливо проявлен тренд суточного хода ρ_k , который составляет для разноса 150 м – 0,146%, а для разноса 350 м – 0,164%. В пересчете на год - это 67,7% и 75,6%, соответственно. Полученные оценки для годового периода больше по сравнению с данными, приведенными в [8], что может свидетельствовать о нелинейности годовых изменений электропроводности пород разреза. Если учесть трендовую составляющую суточных вариаций ρ_k , то величина относительного отклонения значений кажущегося сопротивления от тренда составит для разноса 150 м – 0,11%, а для разноса 350 м – 0,03%. При этом в эти значения входят собственно вариации ρ_k .

На рисунке 2 приведен другой пример реализации высокоточных электроразведочных наблюдений с использованием стационарно закрепленной измерительной системы – двухлетних наблюдений на Гармском геофизическом полигоне [3].



Разносы в м: 1 - 6/2, 2 - 18/2, 3 - 50/10, 4 - 200/40,
5 - 450/150, 6 - 650/150, 7 - 3000/500, 8 - 6000/500

Рисунок 4. Сглаженные среднесезонные функции для рядов кажущегося сопротивления (по [3])

На рисунке 2 показаны вариации кажущегося электрического сопротивления горных пород на различных разносах (питающих/приемных электродов). Не останавливаясь на физической природе выявленных изменений кажущегося электрического сопротивления, отметим, что амплитуда этих изменений укладывается в диапазон от (+ 8%) до (+ 0.6%). Таким образом, вполне уверенно выявлены малоамплитудные вариации кажущегося электрического сопротивления горных пород.

Полученный опыт режимных измерений позволяет сформулировать основные требования к электро-разведочному аппаратурно-методическому комплексу, обеспечивающему высокоточные наблюдения.

ВЫБОР УСТАНОВКИ

Взаимное расположение измерительных и питающих электродов (установки) зависят от решаемой задачи. Могут быть успешно использованы установки, применяемые в методе заряда и установки двухстороннего дипольного электрического профилирования. При создании системы со стационарно закрепленными питающими и приемными электродами на изучаемом объекте в качестве приемных электродов могут быть использованы электроды из свинца или латуни. Эти электроды, в отличие от неполяризующихся, не требуют периодического обслуживания и имеют достаточно малые шумы. Из ряда методов (на постоянном токе, импульсные и т.д.) для обеспечения высокой точности наблюдений лучше всего подходят низкочастотные методы, основанные на выделении гармонических составляющих сигнала. Эти системы обладают высокой помехоустойчивостью, в том числе и к дрейфу постоянной составляющей приемных электродов. Применение калибровочных сигналов позволяет учесть даже незначительные изменения параметров измерительных каналов, обусловленные, например, колебаниями температуры.

ТРЕБОВАНИЯ К СТАБИЛИЗАЦИИ ВЫХОДНОГО ТОКА ГЕНЕРАТОРА

Современные электроразведочные генераторы, как правило, вырабатывают разнополярные прямоугольные импульсы стабилизированного тока заданной величины, что позволяет исключить контрольные измерения изменений тока, вызванных поляризациями электродов и дрейфом переходных сопротивлений. Эксперименты, проведенные с генератором ГЭР-2/1000 для оценки нестабильности выходного тока в диапазоне температур от (-10°C) до (+40°C), позволили сделать вывод о том, что нестабильность выходного тока не превышает 0,1 %.

Из широкого ряда одноканальных приемников для проведения режимных наблюдений наиболее высокую точность (0,2 %) показал приемник ВПФ-210. Исследования временной и температурной стабильности приемника показали, что при работе с сигналами, изменяющимися в пределах ± 50 % (как правило, это имеет место в случае закрепленных установок) погрешность не превышает 0,1 %.

При проведении мониторинга поствзрывных и других техногенных процессов, а также в случаях изучения возможности прогнозирования землетрясений и оползней, необходима периодическая регистрация сигналов, поступающих одновременно с нескольких датчиков. Для этих целей разработан восьмиканальный модуль ТИС-8 (ИГИ НЯЦ РК), позволяющий регистрировать как естественные электромагнитные поля, так и сигналы, создаваемые искусственными источниками. Модуль обладает такими важными преимуществами, как высокая точность измерений, хорошо развитая система визуализации, оперативной обработки сигналов и может работать как в составе телеизмерительной системы, так и как самостоятельная система, управляемая с компьютера. На рисунке 3 приведен внешний вид модуля, на рисунке 4 - его структурная схема.



Рисунок 3. Общий вид восьмиканального модуля ТИС-8

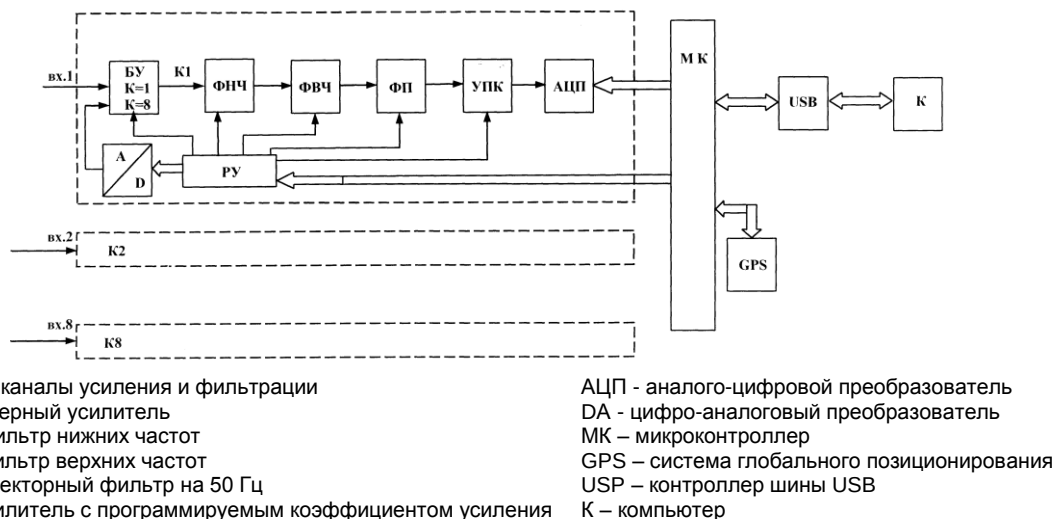


Рисунок 4. Структурная схема восьмиканального модуля ТИС-8

Модуль содержит 8 измерительных каналов, в каждый из которых входит:

- малошумящий входной каскад с дифференциальными входами и программируемым коэффициентом усиления;
- компенсатор постоянной составляющей с диапазоном компенсации ± 1 В и генератор сигналов калибровки, выполненные на цифро-аналоговом преобразователе;
- фильтр низких частот 4-го порядка с частотами среза от 0,6 до 1250 Гц;
- отключаемый фильтр верхних частот с частотой среза 0,025 Гц и режекторный фильтр промышленной частоты;
- усилитель с программируемым от 2 до 8192 коэффициентом усиления;
- аналогоцифровой 24-битный преобразователь.

Выходы каждого канала соединены с входами микроконтроллера, выполняющего функции управления режимами работы каналов, приема и передачи данных через контроллер шины USB в компьютер. На рисунке 5 показана панель управления модулем.

Значения параметров может быть изменено стрелками клавиатуры или мышью при установке маркера на соответствующей позиции и нужного значения. Панель управления позволяет задать режим работы (измерение или калибровка) и установить нужное количество каналов. Для контроля качества регистрации сигналы выводятся на дисплей, масштаб отображения для каждого канала может быть установлен независимо от других каналов.

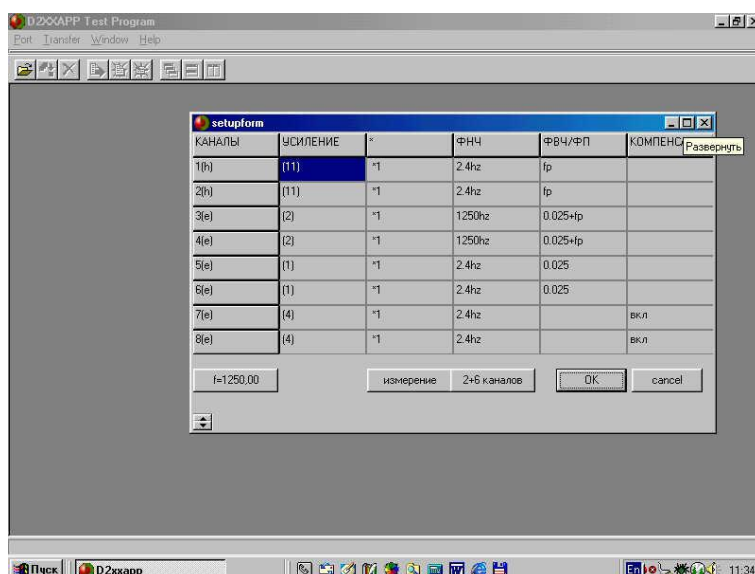


Рисунок 5. Панель управления восьмиканального модуля ТИС-8

Порог чувствительности модуля оценен в полевых условиях на участке, характеризующемся низким уровнем промышленных помех. (участок в 15 км от пос. Жетыген Алматинской области). На входы приемных линий длиной 5 м подавался сигнал частотой 2,44 Гц, возбуждаемый генератором ГЭР-2. Запись сигнала приведена на рисунке 6 а, на рисунке 6 б показан спектр зарегистрированных сигналов.

В таблице 1 даны значения спектральных составляющих, зарегистрированных сигналов.

Как следует из полученных данных, на фоне шумов порядка 10-20 наноВольт отчетливо выделяются

первая и третья гармоники сигнала амплитудой примерно 7 и 0,6 микровольт (на частоте 7,2 Гц сигналы ослаблены фильтрами).

Произведена запись магнитотеллурических сигналов с двумя индукционными датчиками, расположенными ортогонально (1 и 2 каналы) и с двумя приемными линиями длиной по 50 м. На рисунке 7 а показан фрагмент записи продолжительностью 11 часов, на рисунке 7 б приведен результат спектрального анализа. По оси X даны значения $\sqrt{T}$, где T - период составляющей.

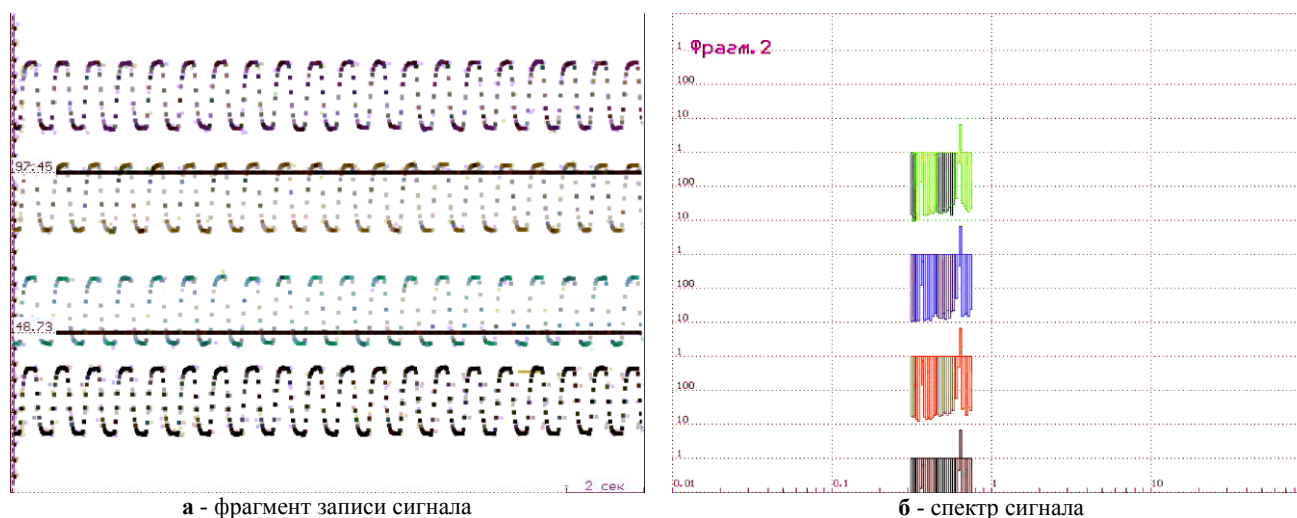


Рисунок 6. К полевой оценке чувствительности модуля ТИС-8 при измерениях методом ДИП

Таблица 1. Значения спектральных составляющих

F, Гц	U1 x 10 ³ , мВ	U2 x 10 ³ , мВ	U3 x 10 ³ , мВ	U4 x 10 ³ , мВ	F, Гц	U1 x 10 ³ , мВ	U2 x 10 ³ , мВ	U3 x 10 ³ , В	U4 x 10 ³ , мВ
9.765625	0.0142407	0.0100236	0.0168186	0.0107113	3.933381	0.0186096	0.0172530	0.0215732	0.0196690
9.191176	0.0089314	0.0100976	0.0155671	0.0101212	3.702006	0.0170086	0.0122322	0.0210163	0.0186496
8.650519	0.0106181	0.0104898	0.0131134	0.0106531	3.484241	0.0187037	0.0223246	0.0181057	0.0160548
8.141665	0.0098249	0.0110051	0.0117766	0.0098497	3.279285	0.0230421	0.0130184	0.0205383	0.0221945
7.662744	0.1276071	0.1214657	0.1350411	0.1235102	3.086386	0.0135633	0.0208714	0.0245645	0.0192654
7.211994	0.6474405	0.6058011	0.6701103	0.6157934	2.904834	0.0284728	0.0216413	0.0248978	0.0225668
6.787759	0.0135487	0.0108245	0.0156108	0.0095201	2.733961	0.0421344	0.0498037	0.0570040	0.0489368
6.388479	0.0137304	0.0117488	0.0138222	0.0119771	2.573140	0.4481728	0.4256297	0.4442472	0.4413181
6.012686	0.0145287	0.0122756	0.0146065	0.0149139	2.421779	6.9444584	6.7580386	6.9890809	.8721105
5.658999	0.0174611	0.0107224	0.0139853	0.0162760	2.279321	0.0303476	0.0144552	0.0271781	0.0135652
5.326117	0.0151539	0.0142525	0.0154292	0.0128788	2.145243	0.0246039	0.0166944	0.0291727	0.0177719
5.012815	0.0173946	0.0176250	0.0178668	0.0150894	2.019053	0.0202641	0.0177275	0.0173910	0.0146223
4.717944	0.0166059	0.0145041	0.0192200	0.0180424	1.900285	0.0166664	0.0149157	0.0305429	0.0180599
4.440418	0.0158682	0.0126912	0.0170825	0.0142426	1.788503	0.0204779	0.0229353	0.0245955	0.0104006
4.179217	0.0157194	0.0130132	0.0181980	0.0164500					

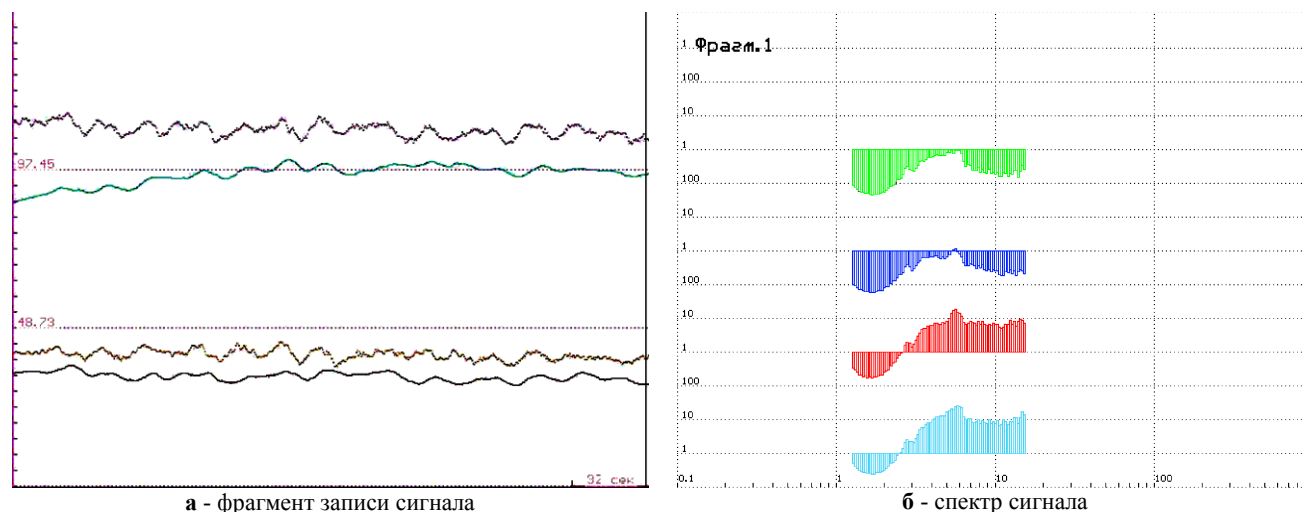


Рисунок 7. К полевой оценке чувствительности модуля ТИС-8 при измерениях МТЗ

Таблица 2. Значения спектральных составляющих

F, Гц	U1 x 10 ³ , мВ	U2 x 10 ³ , мВ	U3 x 10 ³ , мВ	U4 x 10 ³ , мВ	F, Гц	U1 x 10 ³ , мВ	U2 x 10 ³ , мВ	U3 x 10 ³ , мВ	U4 x 10 ³ , мВ
0.610352	0.0844739	0.0989368	0.3262118	0.4925248	0.047837	0.665.9470	0.5562493	6.7585169	13.3280273
0.540657	0.0648049	0.0782638	0.2505450	0.3460508	0.042375	0.638.2390	0.5713728	7.5995368	14.0078086
0.478922	0.0535205	0.0679700	0.1992391	0.2922622	0.037536	0.7793317	0.7228335	10.3433989	19.0673769
0.424235	0.0494690	0.0594539	0.1857067	0.2659568	0.033250	0.7401937	1.126108	18.0304896	20.0596708
0.375793	0.0460090	0.0556935	0.1740550	0.2539612	0.029453	0.9218731	0.9338845	15.9377582	26.6071558
0.332882	0.0456329	0.0576499	0.1760720	0.2377784	0.026090	0.7542223	0.6484972	11.6944820	23.3026838
0.294872	0.0466179	0.0627059	0.1891176	0.2594696	0.023111	0.3141192	0.3423873	6.7131230	10.2505349
0.261201	0.0513576	0.0657590	0.2087578	0.2923271	0.020472	0.3194696	0.4000047	8.2092897	11.0163278
0.231375	0.0621282	0.0836504	0.2743818	0.3555619	0.018134	0.238400	0.3400625	7.3727307	8.5469336
0.204955	0.0791209	0.1027222	0.3665766	0.4826131	0.016064	0.2768455	0.3570071	8.2143031	10.4242770
0.181552	0.0915979	0.1254252	0.4959283	0.6075630	0.014229	0.2441228	0.3628507	8.6025709	9.7563907
0.160821	0.1278101	0.1852062	0.8075236	0.9431140	0.012605	0.1942527	0.2487712	6.2859394	7.9356727
0.142458	0.1720658	0.2115024	1.0287214	1.4110190	0.011165	0.1843222	0.2361135	6.2641399	8.0751524
0.126191	0.2964890	0.3664672	2.0009070	2.7193678	0.009890	0.1734564	0.2521155	7.0328306	7.8336031
0.111781	0.2324346	0.2458377	1.4866921	2.2614292	0.008761	0.1510293	0.1891529	5.4925022	6.9238333
0.099017	0.2693991	0.3414348	2.2811945	2.9278234	0.007761	0.2105560	0.1790565	5.4401592	10.3685523
0.087711	0.4300193	0.5026046	3.7527449	5.2306910	0.006874	0.1541179	0.2178530	6.9391087	7.5973227
0.077696	0.4362575	0.6108378	5.1753607	6.0101717	0.006089	0.1738754	0.1990888	6.6817293	9.0593905
0.068824	0.5583482	0.6215710	5.8416669	8.2663094	0.005394	0.2301544	0.1781555	6.2071158	12.1021977
0.060965	0.6092292	0.6398055	6.5966340	10.0842801	0.004778	0.2130325	0.2677173	9.8123574	12.2461109
0.054004	0.6895471	0.6726459	7.5389734	12.5441972	0.004233	0.2482389	0.1971302	7.5959073	14.1285343
0.050.827	0.6623714	0.5971200	6.9892899	12.5955672					

В таблице 2 даны значения спектральных составляющих зарегистрированных сигналов.

Максимальные значения сигналов соответствуют частотам порядка 0,03 Гц и составляют примерно 10 микровольт и 20 микровольт для индукционных датчиков и приемных линий, соответственно. На рисунке 6 а хорошо видна связь между электрическими и магнитными сигналами.

Испытания показали возможность регистрации сигналов амплитудой менее 1 мкВ как создаваемых

специальными генераторами, так и сигналов естественного происхождения. Стабильность каналов и широкий динамический диапазон позволяют выполнять регистрацию в течение длительного времени.

Таким образом, разработанные измерительная аппаратура и генератор при использовании стационарно закрепленных электродов позволяют значительно повысить точность измерений и обеспечивают проведение мониторинга процессов, отражающихся в изменении электропроводности горных пород.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гречишников В.А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. Применения для испытания материалов и изделий. – М.:Стандарты, 1976.
2. Гумен А.М., Гусев А.П., Киссин И.Г., Рудаков В.П. Газогеохимические индикаторы современной геодинамической активности асейсмичной территории //Физика Земли, 1998. - № 7. - С. 63 - 71.

3. Дещеревский А.В., Сидорин А.Я. Аномальная зависимость амплитуды сезонных вариаций кажущегося сопротивления от разности /Доклады РАН/Геофизика, 2003.
4. Жолдыбаев А.К., Максимов Е.М., Мариненко В.А., Стромов В.М., Шевченко В.П. Электроразведочная аппаратура высокого разрешения и возможности ее применения//Вестник НЯЦ РК/Геофизика и проблемы нераспространения. – Курчатов: НЯЦ РК, 2003. – Вып. 2. – С. 149 - 156.
5. Малев А.Н., Зубарев А.П., Венско С.А. Геолого-геофизический мониторинг подземных хранилищ газа в водоносных горизонтах//Международная геофизическая конференция “300 лет горно-геологической службе России”. С.-Петербург, 2-6 октября 2000 г./Тезисы докладов, 2000. – С.630 - 632.
6. Паничкин С.А., Рослов Ю.В. Мониторинг напряженно-деформированного состояния массива пород методом сейсмической томографии//Международная геофизическая конференция “300 лет горно-геологической службе России”. С.-Петербург, 2-6 октября 2000 г./Тезисы докладов, 2000. С. 632 - 633.
7. Спивак А.А. Изменение структуры и проницаемости геологической среды при подземном ядерном взрыве//Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология, 1997. - № 3.
8. Стромов В.М., Кабайлов А.Н., Дроздов А.В. результаты режимных электроразведочных работ на площадке Балапан//Вестник НЯЦ. 2005 – Курчатов: НЯЦ РК. - Вып. 2(22). – С. 95 – 99.
9. Generator for electro-prospecting GER-2/1000// Вестник НЯЦ. 2002 – Курчатов: НЯЦ РК. - Вып. 2. – С. 2.

ГЕОДИНАМИКАЛЫҚ ЖӘНЕ ГИДРОДИНАМИКАЛЫҚ ПРОЦЕССТЕРІНІҢ МОНИТОРИНГІСІНДЕ СТАЦИОНАР ЭЛЕКТРОДТАРЫМЕН ЭЛЕКТРМЕТРЛІК ҚОНДЫРҒЫЛАРЫНЫҢ МҮМКІНШІЛІКТЕРІ

Дроздов А.В., Максимов Е.М., Мариненко В.А., Стромов В.М., Шевченко В.П.

ҚР ҰАО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Семей сынау полигонының Балапан бөлікшесіндегі жұмыстарымен тау жыныстардың электр өткізгіштігі өзгеруінде байқалатын жарылыстардан кейінгі процесстерінің мониторингін режимді электрметрлік өлшеулерімен өткізуіне болатыны расталаған. Өлшеулерінің дәлдігін едәуір жоғарылататын стационарлы бекітілген электродтарымен орындалған электр кедіргілерінің тәуліктік вариацияларын өлшеу нәтижелері келтірілген. Тау жыныстардың электр өткізгіштігінің аз амплитудалық өзгерулерін анықтау үшін аппаратурасының сипаттамасы келтірілген.

POTENTIAL OF ELECTROMETRIC FACILITIES WITH FIXED ELECTRODES AT MONITORING OF GEODYNAMIC AND HYDRODYNAMIC PROCESSES

Drozdov A.V., Maksimov E.M., Marinenko V.A., Stromov V.M., Shevchenko V.P.

Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

Activities at Balapan site of Semipalatinsk Test Site proved that monitoring of post-explosive processes, which reflected in the change of rocks electric conductivity, was possible with the help of regime electrometric observations. Measurement results were given of diurnal variations of electric resistances, accomplished from fixed electrodes that significantly increased measurement accuracy. Equipment for low amplitude changes of rocks electric conductivity was described.

УДК 550.34: 621.039.9 (574.4)

ПРИМЕНЕНИЕ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ ПРИ ВЫДЕЛЕНИИ ЗОН ДИНАМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПОДЗЕМНОГО ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА В ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЕ НА ПРИМЕРЕ УЧАСТКА БАЛАПАН**Шайторов В.Н., Кислый Б.И., Жолдыбаев А.К., Русинова Л.А., Казаков Е.Н., Тореев В.Ю.***Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан*

По результатам применения сейсморазведки на участке Балапан Семипалатинского испытательного полигона определены размеры и пространственное положение зон деструкции в геологической среде, прилегающей к гипоцентру подземных ядерных взрывов (ПЯВ), выявлены зоны откола и разуплотнения по кровле фундамента, создана объемная модель зоны динамического воздействия ПЯВ, включающая наиболее вероятные пути миграции радионуклидов в случае разрушения поствзрывной полости.

ВВЕДЕНИЕ

Камуфлетная полость, образующаяся в скальных породах при подземном ядерном взрыве (ПЯВ), а также сопряженные с ней трещинные и откольные структуры на границах раздела сред с различной акустической жесткостью, в совокупности составляют зону динамического воздействия взрыва. В случае разрушения полости наличие проникаемых структур в этой зоне создает предпосылки для миграции радионуклидов в окружающее пространство. В этой связи одной из актуальных задач является получение достоверных данных о размерах и строении зон динамического воздействия, а также о тенденциях геодинамических процессов, связанных с реструктуризацией вмещающих горных пород. Учитывая предпочтительность применения неразрушающих (дистанционных) методов изучения недр, а также результаты исследований [1], указывающие на однозначное различие по упругим свойствам (скорости и плотности) ослабленных структур и неразрушенных вмещающих пород, наиболее перспективно привлечение сейсмических методов.

На участке Балапан в период функционирования Семипалатинского ядерного полигона сейсморазведка (в основном метод преломленных волн - МПВ) широко использовалась для оценки изменений структурно-тектонической обстановки под влиянием ПЯВ. По ряду площадок, прилегающих к так называемым боевым скважинам, были получены количественные характеристики изменения глубины залегания ненарушенной части палеозойского фундамента, скорости упругих волн и тектонической обстановки. Однако сведения о глубинном деструктивном влиянии ПЯВ на геологическую среду, тем более о характере поствзрывных процессов, протекающих в недрах, в то время были недоступны в силу ограниченных возможностей применявшихся методик полевых работ и обработки данных. Первые ответы на поставленные вопросы получены в результате проведения комплексных, в том числе сейсмических, исследований [2]. Наличие вертикального градиента скорости упругих волн в изучаемой толще пород явилось основанием для использования метода рефрагированных волн (МРВ),

показавшего высокую эффективность [2, 3], в том числе, для объемного картирования недр до глубины 800 м. Обоснование технологий и способов, обеспечивающих детальное изучение ослабленных структур, прилегающих к гипоцентрам отдельных ПЯВ, а также изучение зоны динамического воздействия ПЯВ в целом, явились главными направлениями сейсмических исследований последних лет на участке Балапан.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

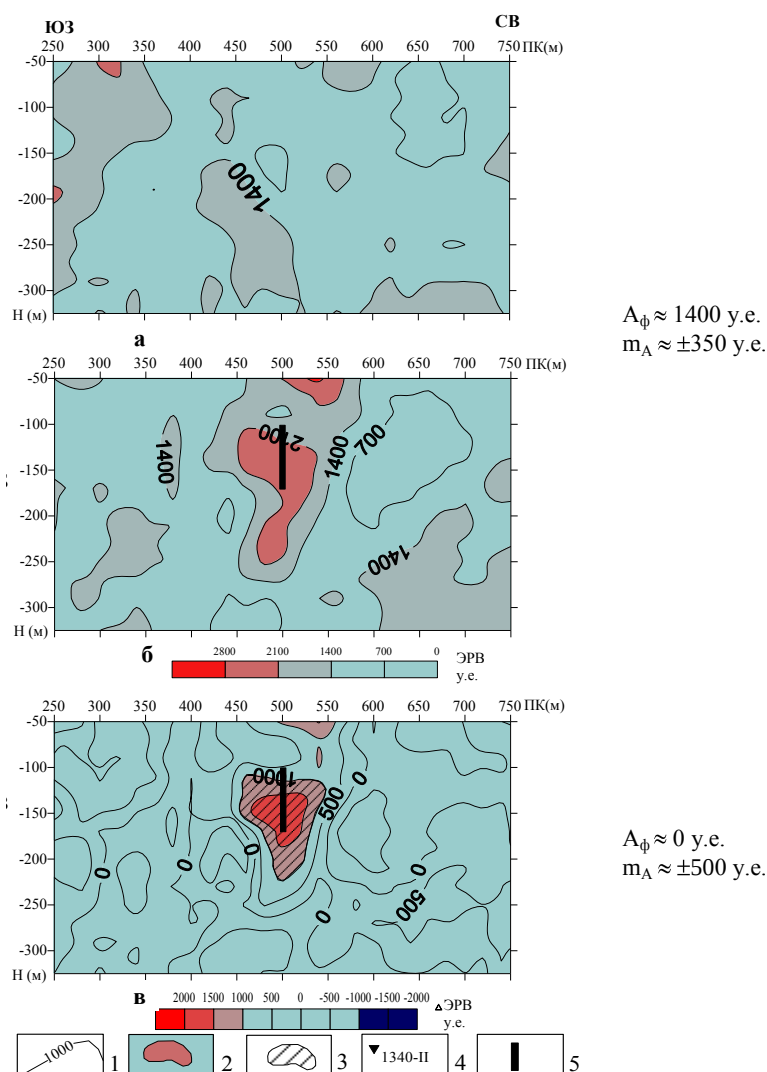
Возможность детального изучения поствзрывных ослабленных структур сейсмическими методами определяется различием их и вмещающей среды по акустической жесткости, наделяющим такие неоднородности свойством переизлучать сейсмическую энергию, рассеивать и дифрагировать. При этом, ограниченные размеры и трещинная структура переизлучателей, обуславливают, как показано многочисленными исследованиями, доминирующее положение в поле вторичных волн рассеянно-дифрагированных волн, традиционно относимых к помехам. Для этих волн еще в 80-х годах прошлого столетия были определены основные способы выделения и обработки данных [4], которые базируются на применении пространственных систем наблюдений с многократным перекрытием и суммировании сейсмических записей по общей точке дифракции. Учитывая результаты последующих исследований [5, 6] разработано специальное программное обеспечение для фокусирующего суммирования рассеянных (дифрагированных) волн [7], которое первоначально опробовано на материалах полевых экспериментов по изучению трещинных структур, сопряженных с полостями ПЯВ на объектах Лира [8]. Применительно к физико-геологическим условиям участка Балапан метод рассеянных (дифрагированных) волн и разработанный способ обработки его данных опробован в двух случаях – при химическом взрыве (12.5 тонн) в скважине 1340-II и при изучении последствий ПЯВ в скважине 1314.

Скважина 1340-II

Скважина 1340-II расположена в южной части участка Балапан и пройдена в метаморфизованных

алевролитах и песчаниках. Сейсмические наблюдения в районе скважины 1340-II выполнены дважды - до проведения химического взрыва и спустя два месяца после него. Система полевых наблюдений включала площадную (120 м×80 м), с центром в районе устья скважины, расстановку сейсμοприемников (тип DF-8) по сети 10×10 м. Регистировалось волновое поле, возбуждаемое последовательно в серии выносных пунктов (до 500 м от центра площадки). Возбуждение упругих колебаний осуществлялось невзрывным источником («падающий груз») с освобождаемой энергией порядка 12 кДж). Регистрация – цифровая с накоплением при 8-10 воздействиях. Обработка данных предусматривала предварительное повышение соотношения сигнал-помеха, что достигалось путем снижения интенсивности

регулярных помех (поверхностных, отраженно-рефрагированных волн различной кратности) и подбором оптимальных параметров фокусирующего суммирования, обеспечивающих выделение дифрагирующих (рассеивающих) объектов в изучаемых сечениях. Значения ЭРВ рассчитаны с шагом 20 м по вертикали и горизонтали и сглажены в каждом направлении скользящим окном по трем точкам. На рисунке 1 показано полученное распределение параметра энергии рассеянных волн (ЭРВ) в вертикальном сечении по профилю ЮЗ - СВ, проложенному через устье скважины 1340-II - до химического взрыва (рисунок 1 а), после него (рисунок 1 б) и разность значений в одноименных точках разреза до и после взрыва (рисунок 1 в).



1 - изолинии энергии рассеянных волн в условных единицах (у.е.); 2 - область повышенных значений ЭРВ, превышающих удвоенное среднеквадратическое отклонение (m_A) от фоновых значений (A_ϕ) в сглаженном поле приращений ЭРВ; 3 - контур зоны интенсивной поствзрывной трещиноватости в поле приращений ЭРВ; 4 - скважина 1340-II; 5 - место заложения заряда

Рисунок 1. Участок Балапан. Вертикальные разрезы поля энергии рассеянных волн (ЭРВ) в районе скважины 1340-II. Поле ЭРВ: а - до и б - после химического взрыва; в - разностное (а - б)

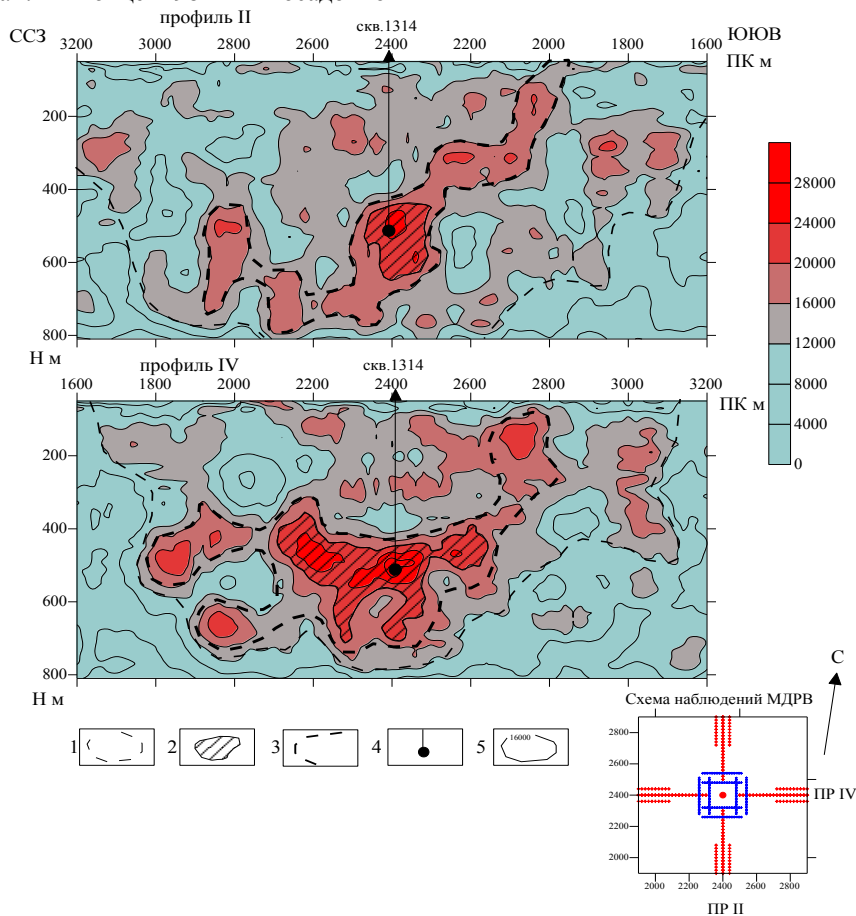
Средняя амплитуда рассчитанных значений ЭРВ в нормальном поле принята порядка 1400 условных единиц (у.е.) при среднеквадратичном отклонении порядка ± 350 у.е. По данным наблюдений, выполненных после взрыва (рисунок 1 б), в центральной части профиля в интервале глубин 120-250 м выявлена зона повышенных значений ЭРВ, контуры которой, с вероятностью не менее 95%, определяются изолинией 2100 у.е. Аналогичная аномалия выявлена по изолиниям приращения ЭРВ (рисунок 1 в), где контуры образовавшегося аномального объекта, с вероятностью не менее 95 %, характеризуются по изолинии 1000 у.е. Поскольку геологическая ситуация во время проведения обоих циклов наблюдений не изменилась, появление аномальной области, характеризующейся повышенной энергией рассеянных волн, может быть однозначно связано с образованием в результате взрыва локальной трещинной структуры, пространственное положение и конфигурация которой, очевидно, отражены в характере изолиний приращения значений энергии рассеянных волн.

Скважина 1314

Скважина 1314 расположена в центральной части участка Балапан. В конце 1982 г в осадочно-

метаморфогенной толще на глубине 529 м был проведен ядерный взрыв мощностью 120 кт. Для определения геометрических размеров и пространственного положения поствзрывных ослабленных структур, образовавшихся в районе гипоцентра взрыва, а также для оценки деструктивного воздействия ПЯВ на кровлю фундамента, являющуюся границей раздела сред с различной акустической жесткостью, проведены работы методами рассеяно-дифрагированных волн (МДРВ) и рефрагированных волн (МРВ). Привлечены также сведения о граничных скоростях и глубине залегания основных сейсмических границ, полученные по головным волнам методом преломленных волн (МПВ).

Наблюдения методом ДРВ выполнены по системе, приведенной на рисунке 2, с использованием тех же технических средств, что и в районе скважины 1340-II. Результаты обработки и интерпретации представлены в виде разрезов с изолиниями энергии рассеянных волн по двум ортогональным профилям, проложенным через эпицентр взрыва - II (ССЗ – ЮЮВ) и IV (З – В).



1 - внешний контур механического воздействия ПЯВ на геологическую среду, 2 - зона максимальной трещиноватости и дробления в районе гипоцентра ПЯВ, 3 - зоны повышенной трещиноватости, определяющие возможные пути миграции радионуклидов из полости, 4 - гипоцентр ПЯВ, 5 - изолинии энергии рассеянных (дифрагированных) волн в условных единицах (у.е)

Рисунок 2. Участок Балапан. Вертикальные разрезы поля энергии рассеянных волн по профилям II и IV в районе скважины 1314

Общей закономерностью распределения ЭРВ в изученных сечениях (рисунок 2) является повышенное (более 12000 у.е.) относительно флангов профилей, рассеяние упругой энергии в радиусе до 600 м от скважины во всем исследованном интервале глубин, с тенденцией расширения области повышенных значений ЭРВ по мере приближения к дневной поверхности. Полагая, что эффект рассеяния пропорционален степени трещиноватости горных пород, контуры областей механического воздействия ПЯВ, включающих наиболее существенные деструктивные изменения геологической среды, определены как области повышенных значений ЭРВ. Наиболее контрастной и выделяемой на обоим профилях, является зона высоких значений ЭРВ (более 20000 у.е.) в районе гипоцентра взрыва, охватывающая интервал глубин 430-650 м. При среднем квадратичном отклонении рассчитанных значений ЭРВ порядка ± 4000 у.е., она, как показал статистический анализ, выделяется с вероятностью не менее 95 %. Учитывая пространственное положение и размеры этой аномальной зоны, имеющей округлое сечение по профилю II и вытянутое по латерали сечение по профилю IV, она трактуется как зона максимальной трещиноватости. Зона обрамляет полость ПЯВ и сформирована в условиях значительной анизотропии прочностных свойств вмещающей толщи.

Сходной чертой приведенных разрезов является наличие в них линейных аномалий, сопряженных с центральной областью, со значениями ЭРВ от 16000 до 20000 у.е. Выделяемые с вероятностью 75-95%, эти аномалии интерпретированы как зоны повышенной трещиноватости. Особое значение имеет наличие таких структур, ориентированных в направлении к дневной поверхности, позволяющее рассматривать их в качестве наиболее вероятных каналов миграции радионуклидов в грунтовые воды в случае разгерметизации полости. В сечении по профилю II, таким каналом может быть зона мощностью порядка 50 м, восстающая в юго-юго-восточном направлении и прослеженная от полости до глубин порядка 100 м (район ПК 2000), а по профилю IV – зона, выходящая, на глубину около 50 м и максимально проявленная в районе ПК 2700-2800. В отношении остальных локальных повышений значений ЭРВ, не имеющих явной пространственной связи с зонами максимальной и повышенной трещиноватости, можно отметить, что они, возможно, отражают наличие трещинных неоднородностей, подновленных в результате механического действия ПЯВ.

На рисунке 3 приведена модель зоны динамического воздействия ПЯВ, произведенного в скв. 1314 по данным сейсморазведки

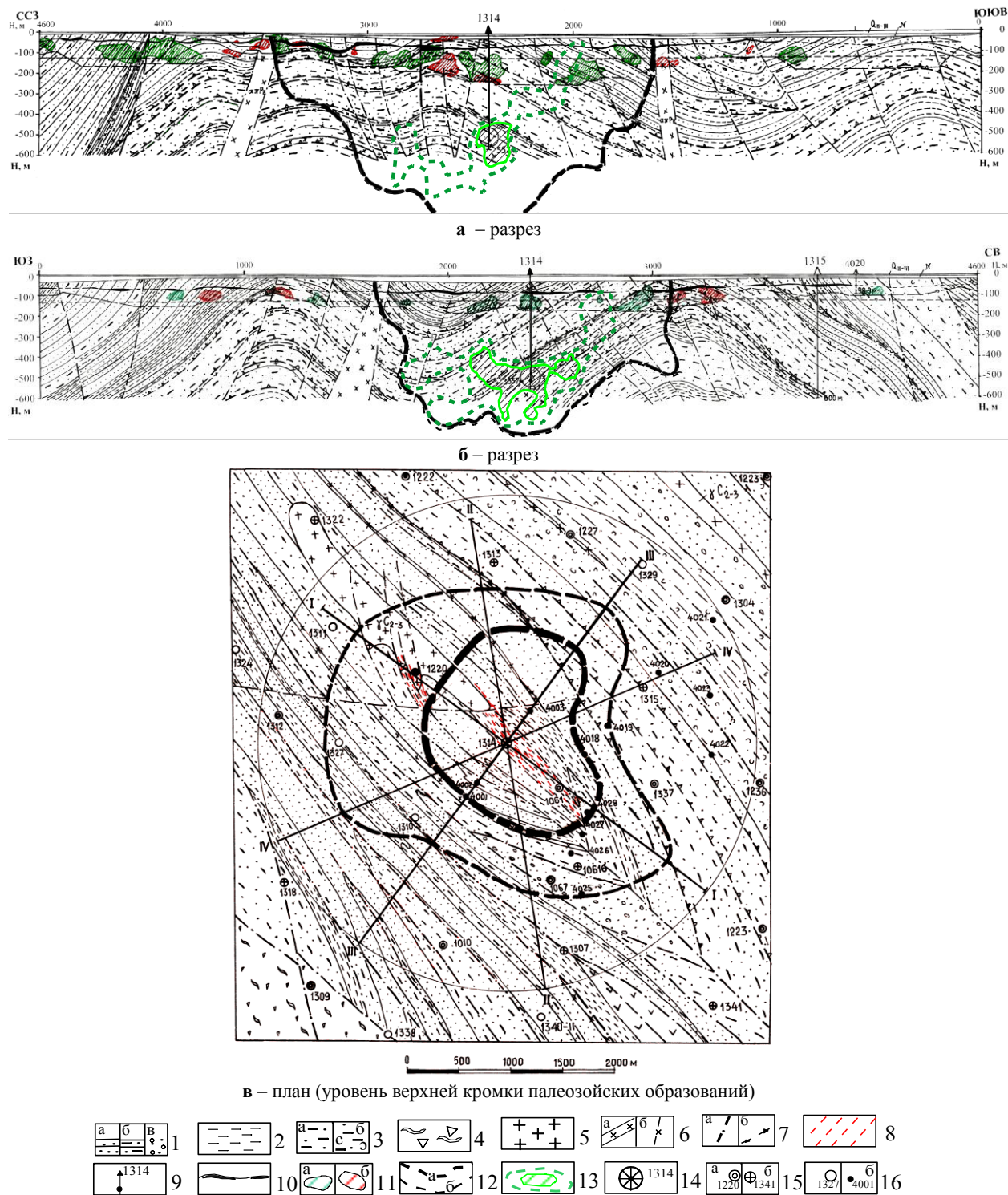
Составной частью модели выступают сведения, характеризующие деструктивные изменения и тенденцию поствзрывных процессов в приповерхностной части скального фундамента. Данные получены в результате интерпретации всех сейсмических ма-

териалов по этому блоку, полученных в период с 1983 г. по 2003 г. (до и после взрыва). Обработка первичных волновых полей выполнена с использованием одного и того же алгоритма и ПМО, в частности, пакета программ FIRSTOMO для рефрагированных волн (ДОГС, Россия).

Характерной особенностью сейсмических данных, полученных после проведения ПЯВ в скважине 1314, как показано на рисунке 3 по профилям II, IV и в плане, является наличие вертикального смещения преломляющей границы, соответствующей кровле неизмененных выветриванием пород палеозойского фундамента. Максимальное смещение (до 10-15 м при погрешности до $\pm 5-7$ м) отмечено в радиусе до 750-1000 м от скважины. Здесь по данным МРВ установлена наибольшая плотность зон аномального изменения скорости упругих волн. Учитывая появление локальных аномальных изменений глубины залегания преломляющей границы после взрыва, полученные эффекты объяснены откольными явлениями, определяющими вертикальное смещение отдельных блоков и изменение их упругих свойств. Установлено, что область, непосредственно прилегающая к эпицентру взрыва, характеризуется, главным образом, понижением скорости упругих волн, тогда как в краевых частях разрезов имеются участки с положительным приращением этого параметра. Последнее, наиболее вероятно, связано с имевшими место в процессе взрыва неупругими деформациями, следствием которых явилось уплотнение локальных участков геологической среды, неоднородной по прочностным свойствам.

Пространственная связь зон, характеризующихся аномальным снижением скорости упругих волн, и линейно вытянутых структур, выявленных по рассеивающим свойствам, подтверждает не только трещинную природу последних, но и их принадлежность к наиболее вероятным каналам миграции радионуклидов в вышележащие терригенные образования. Совокупность зон откола и аномального снижения скорости упругих волн проинтерпретирована как область максимального воздействия ПЯВ на геологическую среду на глубинах от дневной поверхности до 150-200 м. Как показано на рисунке 3 б, контур этой области с радиусом на дневной поверхности порядка 700-900 м имеет юго-восточную направленность, что соответствует преимущественному простиранию горных пород и наибольшей плотности боевых скважин, использованных до взрыва в скважине 1314. Размеры этой области вполне удовлетворительно согласуются и с данными о масштабе механического воздействия ПЯВ, полученными по значениям энергии рассеянных волн.

**ПРИМЕНЕНИЕ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ ПРИ ВЫДЕЛЕНИИ ЗОН ДИНАМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ
ПОДЗЕМНОГО ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА В ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЕ НА ПРИМЕРЕ УЧАСТКА БАЛАПАН**



1- песчаники (а), алевролиты (б), конгломераты (в); 2 – кремнистые сланцы; 3 – углисто-глинистые сланцы с прослоями песчаников (а), с прослоями туфов среднего состава (б); 4 – лавобрекчии; 5 – граниты; 6 – трещинные интрузии диоритов (а), дайки среднего состава; 7 – крутопадающие тектонические нарушения (а), надвиги (б); 8 – тектонически ослабленная зона; 9 – боевая скважина 1314 и точка заложения заряда; 10 – зоны откола по данным сейсморазведки КМПВ, МРВ; 11 – зоны разуплотнения (а) и уплотнения (б) пород, обусловленные ПЯВ; 12 – контуры зон максимального динамического воздействия ПЯВ на геологическую среду по данным МДРВ и МРВ (а) и краевая зона ослабленного влияния ПЯВ по данным МРВ (б); 13 – контуры зон максимальной (а) и повышенной (б) трещиноватости в обрамлении полости по данным МДРВ; 14 – профили сейсморазведки КМПВ, МРВ и контур участка сейсмических исследований, проведенных до- и после взрыва в районе скважины 1314; 15 – боевые скважины, в которых взрывы проводены: до взрыва в скважине 1314 (а) и после взрыва в скважине 1314 (б); 16 – структурные (а) и гидрогеологические (б) скважины.

Рисунок 3. Модель зоны динамического воздействия ПЯВ, произведенного в скв. 1314 по данным сейсморазведки

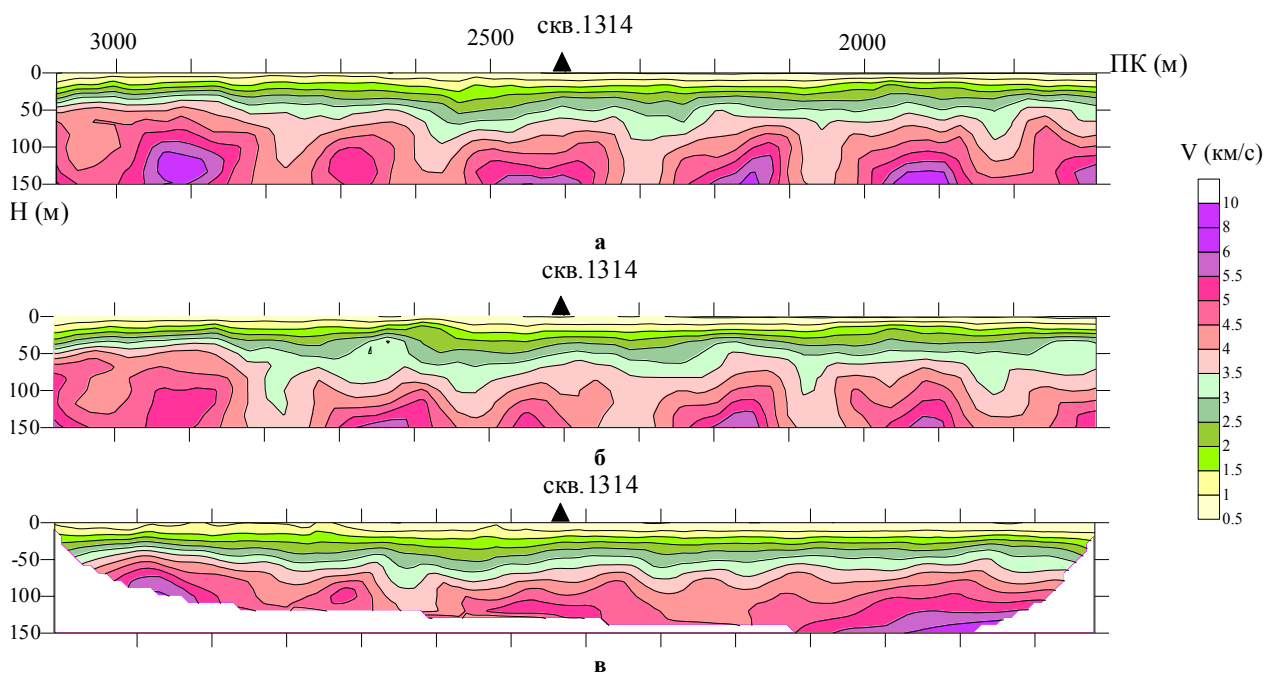


Рисунок 4. Участок Балапан. Скоростные разрезы по фрагменту профиля II в районе скважины 1314:
а - до взрыва, б - через 6 месяцев и в - через 19,5 лет (2003 г.) после взрыва

Тенденции поствзрывных геодинамических процессов по характеру изменения упругих (скоростных) свойств среды, показаны на примере фрагмента профиля II (рисунок 4), где приведены скоростные разрезы до проведения ПЯВ в скважине 1314, спустя несколько месяцев (весной 1983 г) и через 19,5 лет (осенью 2003 г).

В разрезе, полученном до взрыва (рисунок 4 а), песчано-глинистые отложения терригенного комплекса и кора выветривания осадочно-метаморфогенной толщи фундамента характеризуются значениями скорости упругих волн от 0,5 до 2,5-3,0 км/с. Можно отметить монотонное возрастание этого параметра до глубин порядка 50-70 м. Распределение скорости упругих волн по неизменному выветриванию фундаменту, исследованному в интервале глубин от 10 до 200-250 м, отражает его блоковую структуру с размерами отдельных элементов от 150 до 250 и более метров, характеризующихся перепадом скорости от 4,0 до 6,0 км/с.

Скоростной разрез, построенный по данным после взрыва в скважине 1314 (рисунок 4 б) в струк-

турном отношении весьма сходен с довзрывным. Однако в нем есть и отличительные особенности, проявившиеся, в первую очередь, в снижении скорости упругих волн на отдельных участках. Наиболее заметное уменьшение скорости (до $-2,0$ км/с, при погрешности определения не хуже $\pm 0,5$ км/с), пространственно приурочено к области разреза, прилегающей к боевой скважине.

Несколько иное распределение скоростных характеристик установлено при наблюдениях через 19,5 лет (рисунок 4 в) – отмечается существенное нивелирование упругих характеристик среды по латерали. Наблюденный эффект, наиболее вероятно, обусловлен как влиянием активизировавшихся в трещиноватой среде экзогенных процессов, особенно в приграничной области отдельных блоков, так и естественной седиментацией наиболее нарушенных участков, прилегающих к эпицентру взрыва. Степень и характер произошедших изменений через 6 месяцев и через 19,5 лет наглядно иллюстрируется разрезом приращений скорости упругих волн, приведенном на рисунке 5.

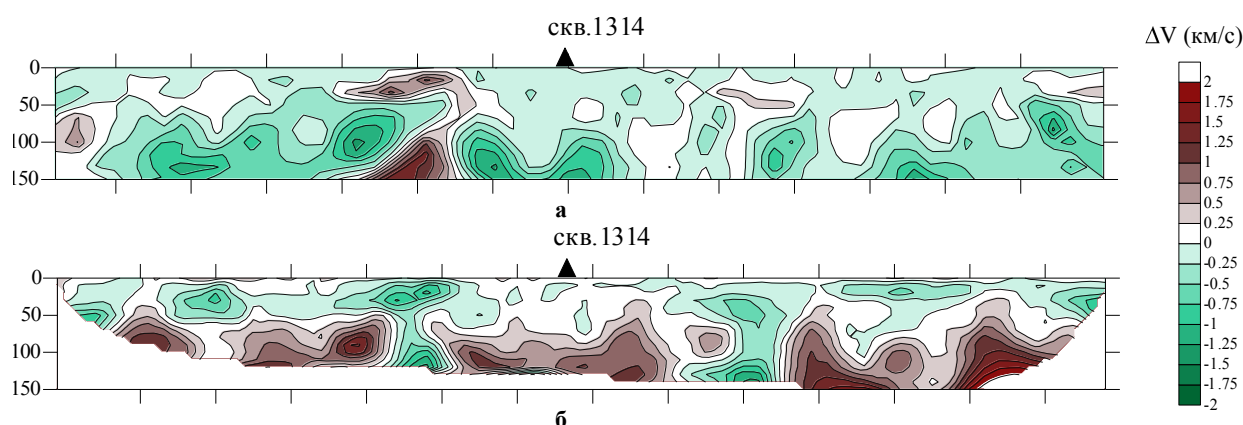


Рисунок 5. Участок Балапан. Фрагмент профиля II в районе скважины 1314.
Приращение скорости после взрыва: а – через 6 месяцев; б – через 19.5 лет (2003 г.)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты свидетельствуют о высокой информативности сейсморазведки при изучении моделей динамического воздействия ПЯВ на геологическую среду. Комплексирование методов рассеянно-дифрагированных, преломленных и рефрагированных волн обеспечивает получение достоверной информации не только о наличии, геометрических характеристиках и пространственном положении основных поствзрывных зон деструкции, но и об их роли в качестве вероятных потенциальных каналов миграции радионуклидов в водоносные терригенные отложения.

Установленные пространственно-временные изменения упругих свойств геологической среды в зоне максимального динамического воздействия ПЯВ определяют возможность мониторинга поствзрывных геодинамических процессов, связанных

с реструктуризацией горных пород. Для повышения достоверности мониторинга необходимо расширение круга информационных параметров за счет привлечения не только характеристик упругих свойств, но и параметров, описывающих сейсмоакустическую активность. Такой подход позволит выявлять и отслеживать потенциально опасные тенденции геодинамических процессов во всем интервале глубин влияния ПЯВ как по изменению геометрических параметров наблюдаемых неоднородностей, так и по интенсивности процессов, связанных со снятием и перераспределением механических напряжений.

Эти обстоятельства определяют ведущее место сейсморазведки при геоэкологическом картировании участка Балапан и ранжировании отдельных блоков по степени техногенного воздействия на них ПЯВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Спивак А.А. Изменение структуры и проницаемости геологической среды при подземном ядерном взрыве// Геоэкология, 1997. - № 3. С. 41-49.
2. Моделирование миграции загрязняющих веществ в подземных водах в районе Семипалатинского полигона: Технический отчет (окончательный)/Институт геофизических исследований НЯЦ РК. Менеджер Беляшов Д.Н. - Проект К-056-96 МНТЦ. - Алматы, 1999. Ч. 1 – 164 с. Ч. 2 – 209 с.
3. Беляшова Н.Н., Русинова Л.А., Беляшов А.В., Смирнов А.А. Изучение влияния ядерных взрывов на окружающие горные породы и морфологию поверхности с целью разработки методов инспекции на местах//Геофизика и проблемы нераспространения/Вестник НЯЦ РК, 2000. – Курчатов: НЯЦ РК. – Вып. 2. – С. 105 – 118.
4. Старобинец А.Е. Выделение и интерпретация дифрагированных и квазидифрагированных волн. – М.: Недра, 1988.
5. Шапиро С. А., Файзуллин И. С. О затухании сейсмических волн в горных породах как в дискретных рассеивающих средах//Известия АН СССР/Физика Земли, 1986. - № 9. – С. 56-63.
6. Файзуллин И. С., Чиркин И. А. Сейсмоакустические методы изучения трещиноватости горных пород//Геоинформатика, 1998 - № 3.
7. Шалимов Б.П. Использование способов суммирования сейсмических записей при изучении дизъюнктивных нарушений, 1973. – Саратов: изд. Саратовского университета. – С. 167 - 175.
8. Мелентьев М.И., Кислый Б.И., Политиков М.И., Шайторов В.Н. др. К оценке трещинной тектоники, сопряженной с подземной ядерной полостью скв.5РТК на Карачаганакском соляном куполе//Геофизические проблемы нераспространения/Вестник НЯЦ РК, 2002. – Курчатов: НЯЦ РК. – Вып. 2. – С. 88 – 95.

**БАЛАПАН БӨЛІКШЕСІ ҮЛГІСІНДЕ ЖЕР АСТЫНДАҒЫ ЯДРОЛЫҚ ЖАРЫЛЫСТЫН
ГЕОЛОГИЯЛЫҚ ОРТАСЫНА ДИНАМИКАЛЫҚ ӘСЕР ЕТУ БЕЛДЕМДЕРІН
БӨЛУІНДЕ СЕЙСМОБАРЛАУЫН ҚОЛДАНУ**

Шайторов В.Н., Кислый Б.И., Жолдыбаев А.К., Русинова Л.А., Казаков Е.Н., Тореев В.Ю.

ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Балапан бөлікшесінде сейсmobарлауын қолдану нәтижелері бойынша бір қатар жер астындағы жарылыстарының (ЖЯЖ) гипоорталығына жанасатын геологиялық ортасында деструкциялық белдемдерінің мөлшері мен кеңістік орналасуы анықталған, іргетасы жабынында сыну және болбырау белдемдері анықталған, жарылыстан кейінгі қуыстың бұзылуында радионуклидтер жылыстауының ең ықтимал жолдарын қоса ЖЯЖ динамикалық әсер ету белдемінің көлемдік моделі жасалған.

**EXPLORATION SEISMOLOGY APPLICATION FOR DISTINGUISHING
THE UNDERGROUND NUCLEAR EXPLOSION DYNAMIC IMPACT AREAS
IN GEOLOGY MEDIUM BY THE EXAMPLE OF BALAPAN SITE**

V.N. Shaitorov, B.I. Kisly, A.K. Zholdybayev, L.A. Russinova, E.N. Kazakov, V.Yu. Toreyev

Institute of Geophysical Researches NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

Based on the results of exploration seismology at Balapan Site of the former Semipalatinsk Test Site, destruction areas dimensions and spatial location were determined in geological medium, adjoining hypocenter of underground nuclear explosions (UNE); split-off areas and deconsolidation in foundation were revealed; a model of UNE dynamic impact area was created that included the most probable radionuclide transport ways in case of post-explosive cavity destruction.

СПИСОК АВТОРОВ

Абдигамитова А.А., 17
Азралиев А.Б., 22
Артемов С.В., 4
Бажажин А.Г., 4
Бактыбаев М.К., 4
Буртебаев Н., 4, 8
Буртебаева Д.Т., 4, 8
Гансеев Г.З., 22, 26
Гонтаренко И.А., 47
Гусев М.Н., 39
Дерявко И.И., 17
Дроздов А.В., 60
Дуйсебаев А., 8
Дуйсебаев Б.А., 4, 8
Жолдыбаев А.К., 67
Журынбаева Г.С., 4
Ибраева Е.Т., 8

Исабекова Г.С., 4
Кадыржанов К.К., 8
Казаков Е.Н., 67
Караходжаев А., 4
Карпиков А.Н., 26
Кислый Б.И., 67
Максимкин О.П., 31, 39
Максимов Е.М., 60
Мариненко В.А., 60
Мукушева М.К., 47
Мустафин Р.Н., 17
Осипов И.С., 39
Павлова Н.Н., 4
Пеньков М.Ф., 8
Попов В.Б., 54
Русинова Л.А., 67
Сагиндыков Ш.Ш., 4

Сакута С.Б., 8
Сарсембинов Ш.Ш., 22
Сатпаев Н.К., 4
Сахиев С.К., 4, 8
Спирidonов С.И., 47
Стромов В.М., 60
Токтогулова Д.А., 39
Тореев В.Ю., 67
Туркбаев Т.Э., 26
Турубарова Л.Г., 31
Цай К.В., 31, 39
Чакров П.В., 31
Шайторов В.Н., 67
Шевченко В.П., 60

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 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, *.psx, *.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 к.ф.-м.н. М.К. Мукушева
тел. (095) 745-54-04, (322-51) 2-33-35, E-mail: MUKUSHEVA@NNC.KZ

Технический редактор А.Г. Кислухин
тел. (322-51) 2-33-33, E-mail: KISLUHIN@NNC.KZ

Адрес редакции: 071100, Казахстан, г. Курчатов, ул. Ленина, 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. Ленина, 6.

