УДК 621.039.564

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ ЯЭУ ПРИ УДАРНЫХ НАГРУЖЕНИЯХ

А.И. Трофимов, Е.В. Некрасов, М.А. Трофимов

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск



Рассмотрены принципы построения измерительных схем автоматизированных систем контроля напряженного состояния элементов конструкций ЯЭУ при ударных нагрузках. Приведена рабочая электрическая схема автоматизированной системы контроля.

Экспериментально установлено возникновение эдс и электрических зарядов в металлах при ударных нагрузках [1]. На основе этого эффекта авторами предложен метод бесконтактного измерения напряженного состояния металлов оборудования АЭС. Возникновение эдс в металле при ударных нагрузках связывали с наличием электронно-инерционного явления Толмена-Стьарта, заключающегося в том, что по действием сил инерции электроны приобретают ускорение относительно кристаллической решетки, создавая при этом стороннее электрическое поле [2]. Позднее авторы пришли к выводу, что значительно больший вклад в возникновение эдс при ударном сжатии металлов вносят термоэлектрический эффект и эффект диффузии электронов через фронт ударной волны особенно в парах металлов с разной плотностью свободных электронов. При этом установлено, что максимальный термоэлектрический эффект имеет место при прохождении ударной волны из металла с плотностью свободных электронов, меньше плотности атомов, в металл с плотностью свободных электронов, больше плотности атомов. Возникновение эдс обусловлено также диффузией свободных электронов, причем возникновение эдс при диффузии электронов определяется переносом не энергии, а импульса электронов.

Электродвижущая сила, возникающая в металлах при ударных нагрузках, измеряется по схеме емкостного датчика. Как известно, измерение электростатического заряда емкости представляет определенные трудности, связанные с большим сопротивлением источника сигнала и его малой мощностью. Для этих целей применяется так называемый электрометрический метод, который является одним из основных методов электрических измерений в экспериментальной физике [3-5]. Данная работа посвящена разработке автоматизированной системы контроля напряженного состояния металла на базе технических средств электрометрии.

С помощью электрометрических средств удается измерять напряжения на уров-

[©] А.И. Трофимов, Е.В. Некрасов, М.А. Трофимов, 2003

не микровольт от источников с внутренним сопротивлением до 10¹²-10¹⁴ Ом, токи порядка 10⁻¹⁷ А, электрические заряды до 10⁻¹⁶ Кл. Предельная чувствительность электрометрических средств определяется шумами исследуемого объекта и уровнем помех самой измерительной аппаратуры. Основными составляющими шумов электрометрических объектов являются тепловые шумы, дробовые шумы, радиационный фон, электростатические наводки, флуктуации контактной разности потенциалов, термоэлектрические и пьезоэлектрические потенциалы. В лучших схемах электрометрии шумы лежат на уровне порядка 10⁻⁵ В, 10⁻¹⁷ А, 10⁻¹⁶ Кл.

Основным узлом электрометрической аппаратуры является электрометрический усилитель напряжения (ЭМУ). Как правило, в одном усилителе удается добиться высоких показателей по всем параметрам. Поэтому при выборе усилителя задаются отдельными важными для решения данного вопроса параметрами, жертвуя другими. Оптимальный выбор ЭМУ в значительной степени влияет на конечный результат разработки автоматизированной схемы контроля.

Авторами проведен информационный поиск по печатным изданиям [6,7] и информации в интернете [8,9]. В табл. 1 приведены лучшие образцы современных ЭМУ, имеющие наиболее высокие показатели по параметрам, требующимся в данной автоматизированной системе.

Таблица 1

Название ОУ	Входной ток	Дифференциальный импеданс		Общий импеданс		Ток смещения	Напряжение смещения	Средний температурный дрейф	Усиление	Нормированное напряжение шума
	fA	om	pF	om	pF	fA	мкВ	мкВ/°С	dB	nV/√Hz
OPA111BM	500	10 ¹³	1	10 ¹⁴	3	250	50	0,5	120	7
OPA2111BM	1200	10 ¹³	1	10 ¹⁴	3	600	50	0,5	114	7
OPA128LM	40	10 ¹³	1	10 ¹⁵	2	30	40	5	110	27
INA116P	3	>10 ¹⁵	0,2	>10 ¹⁵	7	1	500		84	28
AD8571	10 ⁵					2·10 ⁴	1	0,005	130	51

Усилители OPA111BM и OPA2111BM являются малошумящими, OPA128LM и INA116P имеют ультранизкий входной ток, AD8571 имеет низкое напряжение смещения нуля и средний температурный дрейф нуля.

Для увеличения входного сопротивления и уменьшения входной емкости в усилитель вводится последовательная отрицательная обратная связь

$$Z_{\scriptscriptstyle BX} = Z_{\mathcal{P}MY} \, (1{+}k\beta),$$

где k - коэффициент усиления ЭМУ без обратной связи, β - коэффициент передачи звена отрицательной обратной связи. При этом входное сопротивление ЭМУ увеличивается до 10^{19} - 10^{20} Ом. Такой запас величины входного сопротивления позволяет включить несколько (*N*) ЭМУ параллельно и снизить уровень шумов в \sqrt{N} раз. Вариант такого включения приведен на рис. 1. Уровень помех снижается также при дифференциальном включении ЭМУ (рис. 2).



Рис. 1. Параллельное включение усилителей



Рис. 2. Дифференциальный усилитель

На рис. З приведена электрическая схема ЭМУ, разработанного для автоматизированной системы измерения напряженного состояния металла оборудования ЯЭУ. На входе усилителя установлены защитные экраны для компенсации входной емкости. Уменьшение входной емкости необходимо для получения возможности измерения динамики процесса. Как известно, выходное сопротивление источника сигнала R_u и входная емкость усилителя $C_{вx}$ образуют фильтр нижних частот с граничной частотой $1/(2pR_uC_{вx})$. Так, например, при большом сопротивлении источника (500 МОм) и сравнительно малой емкости (10 пФ) граничная частота составляет 31,8 Гц. Введение защитного экрана позволяет довести граничную частоту до 500-1000 Гц. Усилитель с компенсацией входных емкостей собран на операционных усилителях (ОУ) А1, А2 1/20РА2111ВМ или ОРА 111ВМ, А3-А7 КР140УД17А. Данный ЭМУ содержит также каскад смещения нуля на ОУ А8 КР140У-Д17А и защитный буферный повторитель на ОУ А9 КР1146УД5.

На рис. 4. представлена функциональная схема автоматизированной системы, которая включает в себя усилитель, АЦП и микроЭВМ.

В системе используется микроЭВМ с встроенным АЦП. В настоящее время есть большой выбор очень качественных АЦП от 8 до 24 бит с временем преобразования до 12,5 нс (частота преобразования до 80 МГц), в том числе встроенные в микропро-



Рис. 3. Электрическая схема электрометрического усилителя с экранированным входом

цессоры. Например, 12-битный АЦП с временем преобразования 5 мкс находится в составе микропроцессора AduC812, 14-битный АЦП с временем преобразования 50 нс находится в составе микропроцессора ADSP-21991.

МикроЭВМ является завершением прибора. Она обеспечивает проведение измерений, преобразование результатов и их хранение. Если прибор находится в составе исследовательской системы или в составе АСУ, микроЭВМ обеспечивает накопление и передачу измеренных данных на главный компьютер для целей анализа, контроля и управления.

Ввиду того, что качество встроенных в микропроцессоры АЦП такое же высокое, как и отдельных АЦП, имеет смысл рассматривать только микропроцессоры со встроенным АЦП для упрощения схемы прибора и повышения надежности. Лучшие показатели в области микропроцессоров с АЦП достигнуты фирмой Analog Devices. Для измерения статических и медленно меняющихся напряжений подходят ADuC816 с 16-битным АЦП с частотой преобразования до 20 Гц и ADuC824 с 24-битным АЦП с частотой преобразования до 20 Гц и ADuC824 с 24-битным АЦП с частотой преобразования до 20 Гц. Для исследования динамических процессов в звуковой и ближней ультразвуковой области идеально подходит ADuC812 с 12-битным АЦП и частотой преобразования до 200 кГц. Все вышеперечисленные микропроцессоры имеют стандартный набор команд 8051, невысокую стоимость, просты в программировании.

Для работы с высокочастотными сигналами подходит другой тип микропроцессоров, а именно, сигнальный процессор ADSP-21991 с 14-битным АЦП и частотой преобразования до 20 МГц. Он имеет набор команд сигнальных процессоров ADSP-21X, высокую собственную производительность (до 160 MIPC) и позволяет в реальном



Рис. 4. Функциональная схема автоматизированной системы контроля напряженного состояния элементов конструкций

времени производить сложную обработку аналоговых сигналов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана автоматизированная система контроля напряженного состояния элементов конструкций ЯЭУ, позволяющая проводить измерения напряженного состояния при ударных нагрузках.

2. Решены вопросы измерения малых электрических сигналов электростатических источников, имеющих большое выходное сопротивление.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Трофимов А.И., Кашаев Ю.Г., Кирсанов Г.Б., Трофимов М.А*. Наведенные заряды при деформации металла// Сб. научных трудов ИАТЭ. – Обнинск:ИАТЭ,1998. - С. 128-130.

2. *Кашаев Ю.Г., Трофимов А.И., Трофимов М.А*. Об электронно-инерционном эффекте при ударном нагружении металлов// Прикладная физика СО РАН. - Т. 36. - № 5. - С. 181-184.

3. *Илюкович А.М.* Методы электрометрических измерений// Тр. метрологических институтов СССР. Вып. 109(169). - 1973. - С. 5-73.

4. Илюкович А.М. Техника электрометрии. - М.: Энергия, 1976. - 400 с.

5. Антонова Д.И., Галахова О.П., Колтик Е.Д. Современное состояние электрометрии, проблемы развития и метрологическое обеспечение// Тезисы докл. респ. науч.-тех. Семинара. - Тарту, 1988. - С. 3-4.

6. *Пейтон А.Дж., Волш В*. Аналоговая электроника на операционных усилителях. - М.: БИНОМ, 1994. - 352 с.

7. Интегральные схемы: Операционные усилители/ *Перебаскин А.В., Бахметьев А.А., Колосов С.О. и др.* - М.: Наука, 1993. - 240 с.

8. Фирма «Burr-Brown» дочернее предприятие Texas Instruments. http://www.burrown.com. Описание операционных усилителей.

9. Фирма «Analog Devices». http://www.ad.com. Описание операционных усилителей.

Поступила в редакцию 8.04.2003

УДК 621.039.564

БЕСКОНТАКТНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛА КОНСТРУКЦИЙ АЭС НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЭДС ПРИ УДАРНЫХ НАГРУЗКАХ

А.И. Трофимов, М.А. Трофимов, В.В. Худаско

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск



Предложен метод бесконтактного измерения напряженного состояния металла элементов конструкций АЭС. Проведены теоретические и экспериментальные исследования явления возникновения эдс при ударном сжатии металлов. Рассмотрены физические основы данного явления.

В настоящее время в связи с увеличением срока эксплуатации АЭС достаточно остро встают вопросы контроля состояния металла элементов конструкций оборудования первого и второго контуров АЭС. Наряду с контролем целостности металла важным параметром является его напряженное состояние особенно при ударных нагрузках. В промышленных условиях наиболее приемлемым методом оперативного контроля напряженного состояния металла является ультразвуковой метод [1]. Однако он требует надежного механического контакта с контролируемым оборудованием, что вызывает затруднения в связи с наличием тепловой изоляции в первом контуре АЭС.

Авторами предложен бесконтактный метод измерения напряженного состояния металла конструкций АЭС, основанный на явлении возникновения эдс в металлах при ударных нагрузках. Измерение эдс проводится по схеме емкостного датчика.

Явление возникновения эдс в металлах при ударных нагрузках исследовалось в [2-12]. Ряд авторов [3-5] связывает возникновение эдс при ударных нагрузках с электронно-инерционным эффектом. Авторы работ [6-8] считают, что возникновение эдс обусловлено термоэлектрическим эффектом. В [9-12] возникновение эдс объясняется диффузией электронов через фронт ударной волны. При этом принимается, что возникновение эдс связано с переносом электронами тепловой энергии.

Проведенные исследования показали, что максимальный эффект возникновения эдс при ударных нагрузках достигается в парах металлов. Величина эдс зависит от физических свойств металлов, их размеров, величины давления ударного сжатия и начальных термодинамических параметров.

В приведенных выше работах наиболее глубоко исследованы металлы алюминий, висмут, медь, никель.

[©] А.И. Трофимов, М.А. Трофимов, В.В. Худаско, 2003

В данной работе для исследования возникновения эдс при ударных нагрузках выбраны пары металлов алюминий-висмут и висмут-медь.

Как известно, при прохождении ударной волны в металлах происходит адиабатическое сжатие, сопровождающееся значительным повышением температуры, что приводит за счет термоэлектрического эффекта к возникновению термоэдс. В паре разных металлов термоэлектрический эффект может быть особенно сильным.

В данной работе проведена оценка термоэлектрического эффекта в паре металлов при ударной нагрузке на основе анализа теоретических и экспериментальных исследований термоэлектрического эффекта в статических условиях [13-16].

Для идеальных металлов со сферическими энергетическими поверхностями согласно теории электронной проводимости [16] выражение для коэффициента термоэдс S имеет вид

$$S = \frac{\pi^2 k^2}{3e} T \left[\frac{\partial \ln \sigma(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right]_{\eta} = \frac{2c_e}{3en_0} \left[\frac{\partial \ln \sigma(\varepsilon)}{\partial \ln \varepsilon} \right]_{\eta},$$
(1)

где *k* – постоянная Больцмана, *e* – заряд электрона, *T* – абсолютная температура, σ(ε) - проводимость электронов с энергией ε, η - энергия Ферми, *c*_e - электронная тепло-емкость, *n*₀ - плотность свободных электронов.

Анализ соотношения (1) позволяет получить следующие выражения [16]:

$$S = \frac{\pi^2 k^2}{e\eta} T; \quad при \ T > \theta;$$

$$S = \frac{\pi^2 k^2}{3e\eta} T; \quad при \ T << \theta,$$
(2)

где θ - температура Дебая.

Энергия вырождения Ферми при T = 0 К определяется соотношением

$$\eta_0 = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{2/3},$$
(3)

где *т* - масса электрона, *h* - постоянная Планка.

Энергия Ферми η при температурах, меньших температуры вырождения (для металлов, в частности для меди и алюминия, температура вырождения составляет около 81 и 135 тысяч градусов соответственно), слабо зависит от температуры. Для произвольной (но удовлетворяющей требованию kT << η) температуры η она определяется соотношением [16]

$$\eta = \eta_0 \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{\eta_0} \right)^2 \right].$$
 (4a)

Когда плотность электронов мала и/или температура достаточно высока, при условии $\eta/kT << -1$ энергия Ферми определяется соотношением [16]

$$\eta = kT \ln \left[\frac{h^3 n_0}{2(2\pi m kT)^{3/2}} \right].$$
 (46)

В соотношении (46) энергия Ферми существенно зависит от изменения температуры. При комнатной температуре свободный электронный газ удовлетворяет уравнению (46), если $n_0 \le 10^{25}$ м⁻³ [16].

Подставляя значения вырожденной энергии Ферми (2) для n₀ ≥ 10²⁸ м⁻³, находим,

что при комнатной температуре *S* будет иметь отрицательную величину порядка 1 мкВ/К. Сравнение теоретических (2) и экспериментальных [13-15] значений коэффициента термоэдс позволяет сделать вывод, что теория явно неудовлетворительна. Наблюдаемые коэффициенты термоэдс [13-15] могут оказаться как положительными, так и отрицательными в различной области температур, в то время, как следует из соотношения (2) для $\eta > 0$, они должны быть отрицательными. Температурная зависимость также значительно отличается от теоретической (2).

Таким образом, условие наличия в металлах сферических энергетических поверхностей, принятое при расчете термоэдс, приводит к грубым ошибкам. Энергетические поверхности определяются структурой кристаллической решетки, уровнем температур и давлений в металлах. Чтобы учесть эти особенности, авторы предлагают ввести в соотношение (2) коэффициенты α_{T1} и α_{T2} , которые позволяют отразить знак эдс и по величине согласуют скорость вырождения (2) с экспериментальными данными. Коэффициент α_{T1} используется при $T > \theta$, а коэффициент α_{T2} - при $T << \theta$. Тогда соотношение (2) примет вид

$$S = \alpha_{T1} \frac{\pi^2 k^2}{e\eta} T; \text{ при } T > \theta;$$

$$S = \alpha_{T2} \frac{\pi^2 k^2}{3e\eta} T; T << \theta.$$
(5)

В табл. 1 приведены значения параметров для расчета коэффициента термоэдс (5). Как видно из таблицы, алюминий и медь имеют высокие, а висмут низкое значения температуры вырождения. В [11] при оценке параметров тепловой волны, создаваемой электронами, принималось, что скорость вырождения электронов в висмуте около 10⁶ м/с. Из табл. 1 видно, что скорость вырождения электронов в висмуте на порядок меньше 2.34·10⁵ м/с.

Таблица 1

	Плотность свободных электронов, 1/м ³	Энегия Ферми при Т=0К, эВ	Температура вырождения, К	Скорость вырождения, м/с	Температура Дебая, К
Алюминий	1,81×10 ²⁹	11,67	135400	2,03×10 ⁶	394
Висмут	2,81×10 ²³	1,57×10 ⁻³	12,10	2,35×10 ⁵	120
Медь	8,33×10 ²⁸	7,01	81350	1,57×10 ⁶	315

Параметры алюминия, висмута и меди

При температурах *T* >> *T*₀ энергия Ферми определяется соотношением (46). Согласно табл. 1 температура вырождения висмута равна 12.1 К. На рис. 1 приведена зависимость энергии Ферми от температуры, рассчитанной по соотношению (46).

На рис. 2 приведено сопоставление экспериментальных данных [14] с расчетом по соотношению (5) для алюминия при α_{T1} =34.6 и 273 К $\leq T \leq$ 923 К. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

Экспериментальные данные [14] для меди получены в диапазоне температур 18 К $\leq T \leq$ 1273 К. На рис. 3 приведено сопоставление этих данных с расчетом по соотношению (5) для меди при α_{T1} =-5.41 в интервале температур 200 К $\leq T \leq$ 1273 К и α_{T2} =-72.2 при 18 К $\leq T \leq$ 73 К. Наблюдается также хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

На рис. 4 приведено сопоставление экспериментальных данных [13] с расчетом по соотношению (5) для висмута. При *T* > θ энергию Ферми рассчитываем по соотно-



Рис.1. Зависимость энергии Ферми висмута от температуры



Рис. 2. Зависимость абсолютной термоэдс алюминия от температуры: ■ - эксперимент; ◆ - расчет при α_{T1} =34.6



Рис. 3. Зависимость абсолютной термоэдс меди от температуры: ◆ - эксперимент; ■ и ▲ - расчет при α_{T1} =-5.41 и α_{T2} =-72.2 соответственно



Рис. 4. Зависимость абсолютной термоэдс висмута от температуры: \bullet - эксперимент (гексагональная ось кристалла параллельна градиенту температуры); \bullet - расчет по при α_{T1} =-0.513; \circ - расчет при α_{T2} =0.076; \bullet - эксперимент (гексагональная ось кристалла перпендикулярна градиенту температуры); \times - расчет при α_{T1} =-0.278; \bullet - расчет при α_{T2} =0.04

шению (46). Значения поправочных коэффициентов α_{71} и α_{72} зависят от направления градиента температуры в кристалле, т.к. коэффициент термоэдс зависит от направления градиента температур относительно оси кристалла. Когда гексагональная ось кристалла параллельна градиенту температуры α_{71} =-0.513 для 200 K $\leq T \leq$ 373 K. Если гексагональная ось кристалла перпендикулярна градиенту температуры, то α_{71} =-0.278 при 200 K $\leq T \leq$ 373 K. При 0 K $\leq T \leq$ 153 K энергию Ферми рассчитываем по соотношению (3). Если гексагональная ось кристалла параллельна градиенту температуры, то α_{72} =0.076. Когда гексагональная ось кристалла перпендикулярна градиенту температуры α_{72} =0.04. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных в данном диапазоне температур.

Таким образом, предложенные соотношения (5) для расчета коэффициентов термоэдс алюминия, висмута и меди хорошо согласуются с экспериментальными данными [13-15]. Экспериментальные данные по термоэдс получены для температур около тысячи градусов (рис. 1-3). При ударном сжатии температура металлов достигает десятков тысяч градусов [17], поэтому соотношения (5) можно использовать как первое приближение для определения термоэдс, возникающей при ударных нагрузках.

При прохождении ударной волны в веществе изменяются физические свойства и термодинамические параметры вещества. Рассмотрим ударное сжатие вещества (рис.5). Возмущение, соответствующее ударному фронту, распространяется со скоростью D в невозмущенное состояние, определяемое давлением P_o , плотностью ρ_o (или удельным объемом $V_0 = 1/\rho_o$) и нулевой массовой скоростью u. Предполагается, что профиль ударного фронта не зависит от времени. Давление, плотность, массовую скорость и удельную энергию за фронтом будем обозначать P, ρ , u, ε соответственно, тогда уравнения сохранения массы, импульса и энергии между сечениями x=A и x=B примут вид [17]

$$\rho_{o}D = \rho(D-u); \tag{6}$$

$$p - p_o = \rho_o Du; \tag{7}$$

$$\varepsilon - \varepsilon_o = \frac{1}{2} \left(p + p_o \right) \left(\frac{1}{\rho_o} - \frac{1}{\rho} \right).$$
(8)

Для анализа этих уравнений рассмотрим удельную энергию и давление, входящие в уравнения (3)-(8). Полную энергию и давление в твердом теле можно представить в виде суммы упругих (ε_x и p_x) и тепловых (ε_{TER} и p_{TER}) составляющих. В свою оче-



Рис. 5. Профиль давления в ударной волне

редь, тепловые составляющие разобьем на две части: слагаемые, соответствующие тепловому возбуждению электронов ε_e и p_e , и слагаемые, соответствующие тепловому движению атомов ε_T и p_T . Таким образом, удельная энергия и давление твердого тела запишется в виде [17]

$$\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_T + \varepsilon_e; \tag{9}$$

(-)

$$p = p_x + p_T + p_e \,. \tag{10}$$

Рассматривая диапазон температур не выше нескольких десятков тысяч градусов и большие усилия сжатия, можно считать, что атомы совершают малые колебания. Согласно [17]

$$\varepsilon_{x}(V) = \int_{V}^{V_{oK}} p_{x}(V) dV, \quad \varepsilon_{T} = c_{V} (T - T_{o}) + \varepsilon_{o}, \quad \varepsilon_{e} = \frac{1}{2} \beta_{o} \left(\frac{V}{V_{o}} \right)^{1/2} T^{2}; \quad (11)$$

$$p_{T} = \gamma(V) \frac{\varepsilon_{T}}{V}, \quad p_{e} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{e}}{V},$$
 (12)

где $\varepsilon_o = \int_{0}^{t_o} c_V dT$; $\beta_o = const$ - коэффициент электронной теплоемкости; $\gamma(V)$ - коэф-

фициент Грюнейзена, который характеризует отношение теплового давления к тепловой энергии решетки, умноженной на объем согласно соотношению (12).

В предположении, что рассматриваемое тело изотропное, Л.Д. Ландау и Д.С. Слейтер [17] получили для коэффициента Грюнейзена соотношение

$$\gamma(V) = -\frac{V}{2} \frac{\partial^2 p_x}{\partial V^2} / \frac{\partial p_x}{\partial V} - \frac{2}{3}.$$
 (13a)

Дуглас и Мак-Дональд [18] предложили заменить формулу Ландау и Слейтера (13а) выражением

$$\gamma(V) = -\frac{V}{2} \frac{\partial^2(p_x V^{2/3})}{\partial V^2} / \frac{\partial(p_x V^{2/3})}{\partial V} - \frac{1}{3}.$$
 (136)

При нормальном объеме тела $\gamma_0 = \gamma(V_0)$ связан с другими параметрами вещества известным термодинамическим соотношением

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{V} \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_{p} \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{T} = -1.$$
(14)

Поскольку - $\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_{-} = \chi_0$ - изотермическая сжимаемость вещества при нормаль-

ных условиях, а $\frac{1}{V_n} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_n = \alpha$ - коэффициент объемного расширения, то из (14) по-

лучим

$$\gamma_0 = \frac{\alpha V_0}{c_V \chi_0} = \frac{\alpha c_0^2}{c_V}, \qquad (15)$$

где c₀ - скорость звука, c_v – теплоемкость при постояном объеме.

Для металлов $\gamma_0 \approx 1 \div 3$ при нормальных условиях. Вещества при сжатии большими давлениями (более 100 Мбар) ведут себя как идеальные классические газы, состоящие из электронов и ядер. Согласно модели вещества для больших давлений и плотностей (Томаса-Ферми) давление холодного сжатия $p_x \sim V^{-5/3}$. Таким образом, из соотношений (13) следует $\gamma = 2/3$. Для большинства твердых веществ при повышении давления V/V_0 изменяется от 1 до 1/3, а $\gamma(V)$ уменьшается от γ_0 до 2/3.

В [18,19] на основании экспериментальных данных и формулы Дугласа и Мак-Дональда (136) получены термодинамические уравнения состояния для металлов, которые позволяют описать параметры вещества при ударном сжатии металлов ударными волнами высокого давления. Используя экспериментальные результаты [18,19], авторы провели расчет свойств алюминия, висмута и меди по возникновению эдс.

В табл. 2 представлены рассчитанные авторами по методике [16-19] термодинамические параметры для висмута и алюминия за фронтом ударной волны. Рассматривая табл. 2, можно получить представление об относительном вкладе всех составляющих давления и энергии при разных давлениях ударного сжатия висмута и алюминия.

Р, кбар	Р _х , кбар	Р₁, кбар	Р _е , кбар	Т _н , К	Е _х , Гэрг/г	Ет, Гэрг/г	Е _е , Гэрг/г	V/V _o
250	214,5	34,5	0,008	1250	2	1,53	0,001	0,71
500	440,7	59,3	0,024	2800	5,77	3,46	0,003	0,651
750	614,5	135,4	0,125	6300	7,56	7,83	0,0155	0,606
1000	776,5	233,1	0,385	10900	8,34	13,58	0,045	0,576
1250	891,9	357,2	0,91	16600	8,57	20,4	0,103	0,556

Термодинамические параметры висмута за фронтом ударной волны

Из табл. 2 следует, что при ударном сжатии висмута давлением 1250 кбар вещество за фронтом волны нагревается до 16600 К и сжимается в 1.8 раза. При этом тепловое давление составляет 28.6% от полного, давление электронов составляет 0.1% и 71.3% упругое давление. Тепловая энергия составляет 70.2% от полной, энергия электронов 0.3% и упругая энергия 29.5%. Таким образом, с точностью до долей процента при сжатии висмута до давлений 1250 кбар можно пренебречь влиянием электронной составляющей на давление и энергию.

Согласно табл. 3 следует, что при ударном сжатии алюминия давлением 500 кбар вещество за фронтом волны нагревается до 1182 К и сжимается в 1.355 раза. При этом тепловое давление составляет 10.4% от полного давления, давление электронов составляет 0.001% и 89.5% составляет упругое давление. Тепловая энергия составляет 32.6% от полной энергии, энергия электронов 0.8% и упругая энергия 66.6%. При сжатии алюминия до давлений 500 кбар можно пренебречь влиянием электронной составляющей на давление и энергию с точностью до долей процента.

Из табл. 2 следует, что с увеличением давления сжатия увеличивается вклад тепловой и электронной составляющих в давление и энергию металла и уменьшается влияние упругой составляющей.

Таблица 3

Таблица 2

Термодинамические параметры алюминия за фронтом ударной волны

Р, кбар	Р _х , кбар	Р₁, кбар	Р _е , кбар	Т _н , К	Е _х , Гэрг/г	Ет, Гэрг/г	Е _е , Гэрг/г	V/V _o
100	88,55	11,4	0,05	367	1,77	2,38	0,032	0,9045
200	183,41	16,5	0,09	496	5,76	3,62	0,057	0,84441
300	274,93	24,9	0,17	678	11,10	5,48	0,103	0,8008
400	363,58	36,1	0,32	910	17,30	7,94	0,181	0,7661
500	447,65	51,8	0,55	1182	24,30	11,7	0,3	0,738



Рис. 6. Схема постановки опыта: 1 - экран из алюминия, 2 - пластина из висмута, 3 - пластина из меди

Авторы [9-12] предполагают, что при переносе энергии в ударной волне существенную роль играют электроны. На основании проведенного выше анализа можно сделать вывод, что вклад электронов в энергию висмута и алюминия в рассматриваемом диапазоне давлений пренебрежимо мал, поэтому основной вклад в перенос энергии осуществляется за счет тепловой составляющей атомов и деформационной составляющей.

В [9-12] исследовалась эдс при ударном сжатии висмута на сборке, представленной на рис. 6. Плоская ударная волна создается в алюминиевом экране. Через некоторое время фронт ударной волны достигает контакта Al-Bi,

затем проходит через образец висмута и достигает контакта Bi-Cu. На рис. 7 представлены полученные по данной схеме в [12] осциллограммы напряжения от времени в измерительной цепи при ударном сжатии. В начальном состоянии сборка находилась при нормальных условиях. Ударное сжатие производилось давлением в 340 кбар. Отметки t_1 и t_2 на рис. 7 обозначают моменты времени входа ударной волны в образец висмута и выхода из него.

При достаточно большой толщине (около 3 мм, см. рис. 7а) пластины из висмута можно разделить эффекты, связанные с прохождением ударной волны через контакты *Al-Bi* и *Bi-Cu*. При прохождении волны через контакт *Al-Bi* в течение $\tau_1 \approx 0.05$ мкс эдс возрастает приблизительно линейно на $\Delta U \approx -45$ мВ, что с точностью 25% согласуется с расчетом по соотношению (16). Это увеличение связано с увеличением температуры контакта *Al-Bi*. За это время ударная волна пройдет по образцу висмута расстояние $\Delta l_1 = \tau_1 D = 0.165$ мм. Затем в течение времени $\tau_2 \approx 0.6$ мкс эдс линейно спадает до нуля.

При этом ударная волна пройдет по образцу расстояние $\Delta l_2 = \tau_2 D = 1.96$ мм. Начи-



Рис. 7. Осциллограммы изменения напряжения в измерительной цепи в зависимости от времени. Частота меток времени 10МГц, величина калибровочного напряжения 150 мВ. Толщина образцов, мм: а) 3; б) 2; в) 1.5; г) 0.9; д) 0.5; е) 0.35

ная с момента времени $\tau = \tau_1 + \tau_2$ напряжение в цепи начинает по экспоненте возрастать до значения $\Delta U_2 \approx -(140 \div 150)$ мВ. Ударная волна при этом за время $\tau_3 \approx 0.2$ мкс пройдет по образцу расстояние $\Delta l_3 = \tau_3 D = 0.66$ мм.

При дальнейшем приближении ударной волны к контакту *Bi-Cu* в течение времени $\tau_4 \approx 0.05$ мкс эдс уменьшается до нуля, а ударная волна проходит расстояние $\Delta l_4 = \tau_4 D = 0.165$ мм.

Расчет параметров алюминия и висмута при ударном сжатии 340 кбар проводился по методике [18,19]. Температура висмута за фронтом ударной волны составляет T=1850 К, скорость ударной волны D=3300 м/с, скорость свободных электронов $v=2.9\cdot10^5$ м/с, $V/V_0=0.677$. Температура алюминия за фронтом ударной волны T=760 К, скорость ударной волны D=7500 м/с, скорость свободных электронов $v=2.03\cdot10^6$ м/с, $V/V_0=0.786$.

Температура контакта алюминий-висмут за фронтом ударной волны определяется по соотношению [20] при условии, что металлы на границе раздела двух тел имеют разную температуру. Из [20] следует, что температура контакта алюминий-висмут за фронтом ударной волны равна

$$\frac{T_{zp} - T_{Al}}{T_{Bi} - T_{Al}} = \frac{K_{\varepsilon}}{1 + K_{\varepsilon}},$$
(16)

где $K_{\varepsilon} = \sqrt{\frac{\rho_{Bi} C_{Bi} \lambda_{Bi}}{\rho_{Ali} C_{Al} \lambda_{Al}}} = 0.387$ - критерий, характеризующий тепловую активность Bi по

отношению к Al; ρ , C, λ - плотность, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности соответственно. Таким образом, температура контакта алюминий-висмут за фронтом ударной волны равна $T_{cp} = 1064$ К.

Эдс, возникающая за счет температуры горячего контакта Al-Bi, определяется соотношением

$$\Delta U_{1} = \int_{T_{0}}^{T_{cp}} (S_{Bi} - S_{Al}) dT , \qquad (17)$$

где *S*_{*Bi*} и *S*_{*Al*} определялись по соотношениям (5).

S_{Bi} для образцов Bi определялся как среднее между значениями коэффициента термоэдс для случая, когда гексагональная ось кристалла параллельна и перпендикулярна градиенту температуры. Это предположение хорошо согласуется с экспериментальными данными [6-8]. Таким образом, из соотношения (17) получаем

$$\Delta U_1 = \int_{293}^{1064} (S_{Bi} - S_{Al}) dT = 34.4 \text{ MKB}.$$

В [11] эксперименты проводились на образцах висмута толщиной 1.8 – 2 мм при температуре 293 и 77 К. Давление сжатия составляло 340 кбар. При прохождении волны через контакт *Al-Bi* в течение времени $\tau_1 \approx 0.05$ мкс напряжение образца с начальной температурой *T* = 293 К возрастает на $\Delta U_1 \approx$ -45 мВ, что согласуется с данными [12]. В образце с начальной температурой *T* = 77 К напряжение возрастает на $\Delta U_1 \approx$ -56.4 мВ. Расчет по соотношению (17) дает

$$\Delta U_1 = \int_{77}^{1064} (S_{Bi} - S_{Al}) dT = 47.4 \text{ mB}.$$

Экспериментальные значения возникающей эдс при прохождении ударной волной контакта *Al-Bi* [11,12] на 20-25% меньше расчета по выражению (17). Уменьшение напряжения за время $\tau_{2} \approx 0.6$ мкс от $\Delta U_{1} \approx -45$ мВ до нуля (рис. 7, а) объясняется тем, что электроны из области контакта *Al-Bi* диффундируют в область холодного висмута и рассеиваются. Рассеяние электронов происходит на атомах висмута, т.к. в висмуте на 10⁵ атомов приходится приблизительно один свободный электрон, поэтому «горячие» электроны не могут передать свой импульс «холодным» электронам. Время рассеяния горячих электронов алюминия и висмута есть $\tau+\tau_{2}\approx 0.65$ мкс, а длина рассеяния составляет $\Delta l_{2} \approx 2.1$ м.

Пока «горячие» электроны висмута не достигнут меди, эдс не возникает. Когда «горячие» электроны проникают в медь (в меди свободных электронов приблизительно в 10⁶ больше, чем в висмуте), они свой импульс передают «холодным» электронам меди. В цепи начинает возрастать эдс по экспоненте и согласно экспериментальным данным (рис. 7, а) достигает значения $\Delta U_2 \approx$ -(140÷150) мВ, что приблизительно в два раза меньше, чем расчетная эдс, создаваемая висмутом за счет термоэлектрического эффекта ($\Delta U_2 \approx$ -74.5 мВ).

Поскольку «горячие» электроны висмута имеют меньшую скорость, чем вырожденные электроны алюминия, то и время релаксации $\tau_3 \approx 0.2$ мкс меньше времени релаксации $\tau_2 \approx 0.6$ мкс.

Таким образом, свободные электроны, имеющие температуру вырождения T_0 =90341 К, диффундируют из алюминия в висмут и в течение времени $\tau_{12} = \tau_1 + \tau_2 \approx 0.65$ мкс проходят расстояние, равное $\Delta l_{12} = \Delta l_1 + \Delta l_2 \approx 2.1$ мм. Сумма времени $\tau_{12} = \tau_1 + \tau_2$ является временем релаксации процессов, связанных с контактом *Al-Bi*. Свободные электроны висмута за фронтом ударной волны имеют температуру *T*=1850 К; время релаксации электронов, связанных с контактом *Bi-Cu*, равно $\tau_{34} = \tau_3 + \tau_4 \approx 0.25$ мкс, а длина релаксации составляет $\Delta l_{34} = \Delta l_3 + \Delta l_4 \approx 0.825$ мм.

В первом приближении число столкновений свободных электронов N_c с атомами определяется соотношением

$$N_{c} = \frac{Am_{H}}{2m_{e}} \ln \left(\frac{E_{e0}}{E_{e}} \right), \tag{18}$$

где A – число нуклонов в атоме, m_{H} - масса нуклона, m_{e} - масса электрона, E_{e0} - энергия электрона за фронтом ударной волны, E_{e} - энергия электрона перед фронтом ударной волны.

Определяя по соотношению (18) число столкновений электронов алюминия $N_c(Al)$ и висмута $N_c(Bi)$ с «холодными» атомами висмута, получим $N_c(Al)/N_c(Bi) \approx 3.2$. Отношение $N_c(Al)/N_c(Bi)$ приблизительно должно быть равно $\Delta l_{12}/\Delta l_{34}$. Согласно экспериментальным данным $\Delta l_{12}/\Delta l_{34} \approx 2.6$ наблюдается удовлетворительное согласие расчетной длины релаксации с экспериментальной.

Из проведенного анализа следует, что при прохождении ударной волны через сборку алюминий-висмут-медь (рис. 6) возникающая эдс связана со следующими эффектами. При прохождении волной через контакт алюминий-висмут возникающая эдс определяется термоэлектрическим эффектом и диффузией электронов перед фронтом ударной волны. Когда ударная волна проходит по образцу висмута, происходит рассеяние «горячих» свободных электронов на атомах висмута и при определенной длине образца висмута эдс уменьшается до нуля. При приближении волны к контакту горячие электроны перед фронтом ударной волны проникают в медь и передают свой импульс электронам меди, что приводит к возникновению эдс. При этом определенный вклад в возникающую эдс вносится за счет термоэлектрического эффекта из-за разницы температур в висмуте. Как показывают расчетные данные эта эдс составляет около 50% от суммарной эдс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получены соотношения для расчета коэффициентов термоэдс алюминия, висмута и меди в статических условиях, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными [6-8]. Эти соотношения можно использовать как первое приближение для определения эдс при высоких температурах, имеющих место в условиях ударного сжатия металлов.

2. Проведен анализ тепловых, деформационных и электронных составляющих давления и энергии алюминия и висмута за фронтом ударной волны. Установлено, что с увеличением давления сжатия увеличивается вклад тепловой и электронной составляющих в давление и энергию металла, и уменьшается влияние упругой составляющей. С точностью до долей процента при сжатии висмута до давлений 1250 кбар и алюминия до давлений 500 кбар вкладом электронной составляющей в давление и энергию метала, и уменьшается влияние и 1250 кбар и алюминия до давлений 500 кбар вкладом электронной составляющей в давление и энергию можно пренебречь.

3. Предложен метод расчета возникающей эдс при подходе ударной волны из алюминиевого экрана к образцу висмута. Рассчитанные эдс хорошо согласуются с экспериментальными данными.

4. На основании проведенного анализа параметров висмута за фронтом ударной волны обосновано появление эдс за счет диффузии электронов при переносе импульса.

5. На основании результатов теоретических и экспериментальных исследований предложен метод бесконтактного измерения напряженного состояния металла элементов конструкций АЭС при ударных нагрузках.

Литература

1. *Трофимов А.И., Минин С.И., Трофимов М.А., Зильнер А.А*. Автоматизированная система контроля напряженного состояния металла технологических каналов ядерных реакторов типа РБМК// Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2000. - №4. – С. 4-9.

2. *Минеев В.Н., Иванов А.Г*. Эдс, возникающая при ударном сжатии вещества//УФЖ. - 1976. - Т.119. - Вып. 1. - С. 75-109.

3. *Стихановский Б.М*. О возникновении электрического тока при ударе по металлическим и полупроводниковым телам//Изв. СО АН СССР. Сер. тех. наук. – 1973. - №8. - Вып. 2. – С. 60-65.

4. *Гинзбург В.Л., Коган Ш.М*. Об электронно-инерционных опытах//ИС ЭТФ. – 1971. - Т. 61. - Вып.3. – С 1177-1180.

5. *Кашаев Ю.Г., Трофимов А.И., Трофимов М.А*. Об электронно-инерционном эффекте при ударном нагружении металлов//Прикладная физика СО АН СССР. – 1995. - Т. 36. - № 5. – С. 182-184.

6. Бордзиловский С.А. и Караханов С.М. Параметры источника эдс ударно-сжатой пары медьникель//ЖТФ. – 1973. - Т. XLIII. - Вып.9. – С. 1979-1985.

7. Бордзиловский С.А., Караханов С.М., Полюдов В.В.//ФГВ. – 1972. - Т. XLIII. - Вып.8. – С. 586.

8. *Бужинский О.И. и Самылов С.В.* Экспериментальное определение температуры на границе раздела медь-никель с помощью термоэдс// 1969. - Т.11. - № 10.

9. *Иванов А.Г., Минеев В.Н., Новицкий Э.З.и др*. Диффузия заряженных носителей через фронт ударной волны в висмуте//Письма в ЖЭТФ. – 1868. - № 6. – С. 191-194.

10. *Дербас А.А., Нестеренко В.Ф., Ставер А.М*. О тепловой волне перед фронтом ударной волны в металлах//ФГВ. – 1972. - Вып. 8. - № 2. - С. 311-314.

11. *Нестеренко В.Ф., Ставер А.М., Стырон Б.К.* О диффузии электронов через фронт ударной волны в металлах//ФГВ. – 1973. - Вып. 9. - № 3. - С. 433-436.

12. *Нестеренко В.Ф*. О тепловой волне при ударном нагружении висмута//ФГВ. – 1973. - №4. -С. 572-575.

13. *Шматко О.А., Усов Ю.В*. Структура и свойства металлов и сплавов. Справочник. Электрические и магнитные свойства металлов и сплавов. – К.: «Наукова думка», 1987. - 584 с.

14. Таблицы физических величин/Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. - 1008 с.

15. Григорьев И.С., Мейлихова Е.З. Физические величины. – М.: Энергоатомиздат, 1991. - 1232 с.

16. Блат Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. – М.:Мир, 1971. - 470 с.

17. Зельдович Я.Б. и Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Физматгиз, 1963. - 632 с.

18. *Райс М., Мак-Куин Р. и Уолш Дж*. Сжатие твердых тел сильными ударными волнами/В сб. «Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях». – М.: Мир, 1965. – С. 9-92.

19. *Мак-Куин Р. и Марш С.* Уравнения состояния девятнадцати металлических элементов по ударноволновым измерениям до 2 Мбар/В сб. «Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях». – М.: Мир, 1965. – С. 93-143.

20. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967.

Поступила в редакцию 7.04.2003

УДК 621.039.51

О МЕТОДЕ ГРУБОЙ СЕТКИ ASKEW РЕШЕНИЯ МНОГОГРУППОВЫХ ДИФФУЗИОННЫХ УРАВНЕНИЙ РЕАКТОРА*

<u>Б.Д. Абрамов</u>

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск

P

Формулируются уравнения обобщенного метода грубой сетки Askew решения многогрупповых диффузионных уравнений реактора в одно-, двух- и трехмерных гексагональных и прямоугольных геометриях. Устанавливаются достаточные условия положительной разрешимости соответствующих нелинейных уравнений.

ВВЕДЕНИЕ

При проведении нейтронно-физических расчетов ядерных реакторов в гексагональной и прямоугольной геометриях часто используются различные варианты метода грубой сетки Askew [1-3], позволяющего значительно сокращать число расчетных узлов при сохранении приемлемой точности.

Метод Askew как некоторая разновидность многосеточных методов является весьма эффективным в обычных условиях методом, однако не обладает абсолютной надежностью и может приводить к различным неприятностям типа расходимости итераций, отрицательных потоков нейтронов, комплексных значений эффективного коэффициента размножения и т.д. [4-6]. Последнее делает его использование, в принципе, рискованным, особенно в нестандартных ситуациях.

Поэтому появились и продолжают разрабатываться различные способы устранения указанных негативных особенностей этого метода [4-6]. Один из них, основанный на переходе от равномерных мелких сеток к неравномерным сеткам с переменными шагами (параметрами), подбираемыми из условия существования искомых положительных решений нелинейных уравнений рассматриваемого обобщения [5] метода Askew, и исследуется в данной работе.

Формулируются нелинейные конечно-разностные уравнения обобщенного метода Askew решения многогрупповых диффузионных условно критических уравнений ядерного реактора в одно-, двух- и трехмерных гексагональных и прямоугольных геометриях и устанавливаются достаточные условия положительной разрешимости этих уравнений в форме требований на выбор параметров.

* Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и администрации Калужской области (проект № 02-02-96021)

[©] Б.Д.Абрамов, 2003

1. ИСХОДНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

1.1. Рассматривается краевая задача для многогруппового условно критического уравнения диффузии нейтронов в ядерном реакторе [1-13]

$$-\nabla D^{(n)} \nabla \Phi^{(n)} + \Sigma^{(n)} \Phi^{(n)} = \sum_{n'=1}^{N} \Sigma^{n' \to n} \Phi^{(n')} + \frac{\chi^{(n)}}{k_{_{g\phi}}} \sum_{n'=1}^{N} \nu \Sigma_{f}^{(n')} \Phi^{(n')}$$
(1.1a)

с граничным условием

$$D^{(n)}\frac{\partial\Phi^{(n)}}{\partial n} + \frac{s}{2}\Phi^{(n)} = 0$$
(1.16)

на границе Γ области $G \subset R^3$ реактора, где $\Phi^{(n)}(x)$ -поток нейтронов в точке $x \in G$ с энергиями из интервала (группы) $n = \overline{1,N}$; $\Sigma^{(n)}, \Sigma^{n' \to n}, \chi^{(n)} \vee \Sigma_f^{(n')} \ge 0$ - групповые сечения, описывающие соответственно процессы поглощения, рассеяния и размножения нейтронов; $D^{(n)} \ge 0$ - коэффициент диффузии нейтронов; ∇ - символ градиента, $\partial/\partial n$ -производной по нормали к поверхности Γ ; $s \ge 0$ - параметр, регулирующий величину экстраполированной добавки $2D^{(n)}/s$ и т.д.

Требуется найти положительное решение $\Phi^{(n)}(x) \ge 0$ этой задачи (пространственно-энергетическое распределение плотности нейтронов в реакторе), соответствующее позитивному собственному значению (эффективному коэффициенту размножения нейтронов в реакторе) $k_{3\phi}$ >0.

Для этого обычно используют конечно-разностные методы. Рассмотрим некоторые из них в дополнительном предположении о постоянстве коэффициентов уравнения (1.1) внутри ячеек конечно-разностных сеток.

1.2. Ряд известных конечно-разностных аппроксимаций задачи (1.1) в трехмерной гексагональной геометрии с одним узлом на ячейку (крупной) сетки (шестигранную призму) сводятся, как известно [1-6], к уравнениям

$$2\sum_{j=1}^{6} \frac{S_{ri}}{V_{i}} \left(\frac{h_{r}}{\tilde{D}_{ri}^{(n)}} + \frac{h_{r}}{\tilde{D}_{j}^{(n)}} \right)^{-1} \left(\widetilde{\Phi}_{i}^{(n)} - \widetilde{\Phi}_{j}^{(n)} \right) + \widetilde{\Sigma}_{i}^{(n)} \widetilde{\Phi}_{i}^{(n)} +$$
$$+ 2\sum_{j=7}^{8} \frac{S_{z}}{V_{i}} \left(\frac{h_{zi}}{\tilde{D}_{zi}^{(n)}} + \frac{h_{zj}}{\tilde{D}_{zj}^{(n)}} \right)^{-1} \left(\frac{\gamma_{ri}^{(n)}}{\gamma_{zi}^{(n)}} \widetilde{\Phi}_{i}^{(n)} - \frac{\gamma_{ij}^{(n)}}{\gamma_{zj}^{(n)}} \widetilde{\Phi}_{j}^{(n)} \right) = \widetilde{Q}_{i}^{(n)}$$
(1.2)

с некоторыми дополнительными (для ячеек *j*, прилегающих к внешней поверхности Г реактора извне) граничными условиями типа условий

$$\widetilde{\Phi}_{j}^{(n)} = 0, \quad \widetilde{D}_{j}^{(n)} = \frac{s_{n}h_{r}}{4}, \quad \widetilde{D}_{zj}^{(n)} = \frac{s_{zi}h_{zj}}{4}, \quad (1.3a)$$

вытекающих из условий (1.16) и приводящих к зависящим от потоков экстраполированным добавкам $2\widetilde{D}_{ri}^{(n)}/s_{ri}$, $2\widetilde{D}_{zi}^{(n)}/s_{zi}$, отличным от исходных, либо условий

$$\widetilde{\Phi}_{j}^{(n)} = 0, \quad \widetilde{D}_{j}^{(n)} = \frac{s_{i}\delta_{i}^{(n)}h_{r}}{4}, \quad \widetilde{D}_{zj}^{(n)} = \frac{s_{zi}\delta_{zi}^{(n)}h_{zj}}{4}, \quad (1.36)$$

приводящих к исходным добавкам вида $2D_i^{(n)} / s_{ri}$, $2D_i^{(n)} / s_{zi}$, где i - номер рассматриваемой призмы; j = 1, 2, ..., 6 и j = 7, 8 - номера призм, прилегающих к данной с боков и соответственно торцов; h_r - размер призмы "под ключ"; h_{zi} - ее высота;

$$V_i = h_{zi}S_z$$
, $S_{ri} = h_{zi}h_r / \sqrt{3}$, $S_z = \sqrt{3}h_r^2 / 2$ (1.4)

объем и площади боковых и торцевых граней шестигранной призмы;

$$\widetilde{\mathcal{Q}}_{i}^{(n)} = \sum_{n'} \widetilde{\Sigma}_{i}^{n' \to n} \widetilde{\Phi}_{i}^{(n')} + \frac{\chi_{i}^{(n)}}{k_{i_{g\phi}}} \sum_{n'} \nu \widetilde{\Sigma}_{fi}^{(n')} \widetilde{\Phi}_{i}^{(n')} =$$

$$= \sum_{n'} \Sigma_{i}^{n' \to n} \Phi_{i}^{(n')} + \frac{\chi_{i}^{(n)}}{k_{i_{2\phi}}} \sum_{n'} \nu \Sigma_{fi}^{(n')} \Phi_{i}^{(n')} = Q_{i}^{(n)}, \qquad (1.5)$$

и введены эффективные потоки, групповые сечения и коэффициенты диффузии

$$\tilde{\Phi}_{i}^{(n)} = \Phi_{i}^{(n)} / \gamma_{ni}^{(n)}, \quad \tilde{\Sigma}_{i}^{(n)} = \Sigma_{i}^{(n)} \gamma_{ni}^{(n)}, \quad \tilde{\Sigma}_{i}^{n' \to n} = \Sigma_{i}^{n' \to n} \gamma_{ni}^{(n')}, \quad (1.6a)$$

$$\nu \tilde{\Sigma}_{fi}^{(n)} = \nu \Sigma_{fi}^{(n)} \gamma_{ri}^{(n)}, \quad \tilde{D}_{ri}^{(n)} = D_{i}^{(n)} \delta_{ri}^{(n)}, \quad \tilde{D}_{zi}^{(n)} = D_{i}^{(n)} \delta_{zi}^{(n)}, \quad (1.66)$$

отличающиеся от соответствующих значений $\Phi_i^{(n)}$, $\Sigma_i^{(n)}$, $\Sigma_i^{n' \to n}$,... истинных величин $\Phi^{(n)}$, $\Sigma^{(n)}$, $\Sigma^{n' \to n}$,... в ячейке *i* поправками γ , δ , подбираемыми из тех или иных соображений повышения качества аппроксимации.

В частности, обычное конечно-разностное уравнение диффузии

$$2\sum_{j=1}^{6} \frac{S_{ri}}{V_{i}} \left(\frac{h_{r}}{D_{i}^{(n)}} + \frac{h_{r}}{D_{j}^{(n)}} \right)^{-1} \left(\Phi_{i}^{(n)} - \Phi_{j}^{(n)} \right) + \Sigma_{i}^{(n)} \Phi_{i}^{(n)} + \\ + 2\sum_{j=7}^{8} \frac{S_{z}}{V_{i}} \left(\frac{h_{zi}}{D_{i}^{(n)}} + \frac{h_{zj}}{D_{j}^{(n)}} \right)^{-1} \left(\Phi_{i}^{(n)} - \Phi_{j}^{(n)} \right) = Q_{i}^{(n)}$$
(1.7)

с узлами в центрах тяжести шестигранных призм, аппроксимирующее уравнение (1.1) в рамках интегро-интерполяционного метода [7-9], вытекает из (1.2)-(1.6) при отсутствии поправок (и значков «тильда» над буквами), когда

$$\gamma_{i}^{(n)} = \gamma_{z_{i}}^{(n)} = \delta_{i}^{(n)} = \delta_{z_{i}}^{(n)} = 1, \qquad (1.8)$$

а уравнения обобщенного метода грубой сетки Askew [5] при

$$\gamma_{ii}^{(n)} = 1 - \frac{\tau_{ii} - 1}{2\tau_{ii}^2} \beta_{in}^2 h_r^2, \quad \gamma_{zi}^{(n)} = 1 - \frac{\tau_{zi} - 1}{2\tau_{zi}^2} \beta_{in}^2 h_{zi}^2, \quad (1.9a)$$

$$\delta_{ri}^{(n)} = \frac{\tau_{ri}\gamma_{ri}^{(n)}}{\tau_{ri} - 1 + \gamma_{ri}^{(n)}}, \quad \delta_{zi}^{(n)} = \frac{\tau_{zi}\gamma_{zi}^{(n)}}{\tau_{zi} - 1 + \gamma_{zi}^{(n)}}, \quad (1.96)$$

$$\beta_{in}^{2} = \left(\mathbf{Q}_{i}^{(n)} - \Sigma_{i}^{(n)} \mathbf{\Phi}_{i}^{(n)} \right) / D_{i}^{(n)} \mathbf{\Phi}_{i}^{(n)} , \qquad (1.9B)$$

где $1 \le \tau_{zi}, \tau_{ri} \le \infty$ - некоторые произвольные, в общем, параметры такие, что при $\tau_{ri}, \tau_{zi} \rightarrow 1$ или $\tau_{ri}, \tau_{zi} \rightarrow \infty$ метод (1.2) переходит в метод (1.7), а при $\tau_{ri} = \tau_{zi} = 3$ - в (оригинальный) метод Askew [1].

Выбор этих параметров, гарантирующий положительную разрешимость уравнений (1.2)-(1.6),(1.9), и является одной из целей данной работы. Ниже ограничимся рассмотрением важного частного случая выбора параметров из условия

$$\gamma_{ri}^{(n)} = \gamma_{zi}^{(n)} = \gamma_{i}^{(n)}$$
 (1.10)

симметризации матрицы коэффициентов уравнений (1.2)-(1.6),(1.9).

1.3. Метод (1.2)-(1.6),(1.9) — это некоторая разновидность многосеточных методов, когда наряду с уравнениями (1.7) на основной (крупной, грубой) сетке используются дополнительные одномерные уравнения

$$\frac{2}{l_i} \left(\frac{l_i}{D_i^{(n)}} + \frac{h_i - 2l_i}{D_i^{(n)}} \right)^{-1} \left(\phi_i^{(n)} - \Phi_i^{(n)} \right) + \frac{2}{l_i} \left(\frac{l_i}{D_i^{(n)}} + \frac{l_j}{D_j^{(n)}} \right)^{-1} \left(\phi_i^{(n)} - \phi_j^{(n)} \right) + \Sigma_i^{(n)} \phi_i^{(n)} = q_i^{(n)}, \quad (1.11a)$$

$$\frac{2}{l_j} \left(\frac{l_j}{D_j^{(n)}} + \frac{l_i}{D_j^{(n)}} \right)^{-1} \left(\varphi_j^{(n)} - \varphi_i^{(n)} \right) + \frac{2}{l_j} \left(\frac{l_j}{D_j^{(n)}} + \frac{h_j - 2l_j}{D_j^{(n)}} \right)^{-1} \left(\varphi_j^{(n)} - \Phi_j^{(n)} \right) + \sum_j^{(n)} \varphi_j^{(n)} = q_j^{(n)}, \quad (1.116)$$

для определения потоков $\phi_i^{(n)}, \phi^{(n)}$ в промежуточных узлах неравномерной мелкой

сетки, расположенных на отрезках прямых между соседними узлами *i*, *j* крупной сетки на расстояниях $(h_i - l_i)/2$ и $(h_i - l_j)/2$ от них соответственно по известным потокам $\Phi_i^{(n)}$, $\Phi_j^{(n)}$ в основных узлах и источникам $q_i^{(n)}$, $q_j^{(n)}$ в промежуточных узлах, где $h_k = h_r$, $l_k = h_r/\tau_{rk}$, k = t, *j*, если рассматриваются радиальные направления, и $h_k = h_{zk}$, $l_k = h_{zk}/\tau_{zk}$, k = t, *j*, если аксиальные

Из уравнений (1.11) в рамках дополнительных предположений

$$-D_{i}^{(n)}\phi_{i}^{(n)}\beta_{in}^{2} = q_{i}^{(n)} - \Sigma_{i}^{(n)}\phi_{i}^{(n)}, \qquad (1.12)$$

$$q_i^{(n)} / \varphi_i^{(n)} = Q_i^{(n)} / \Phi_i^{(n)}$$
 (1.13)

следуют искомые выражения

$$\left(\frac{l_i}{D_i^{(n)}} + \frac{l_j}{D_j^{(n)}}\right)^{-1} \left(\varphi_i^{(n)} - \varphi_j^{(n)}\right) = \left(\frac{h_i}{\widetilde{D}_i^{(n)}} + \frac{h_j}{\widetilde{D}_j^{(n)}}\right)^{-1} \left(\frac{\Phi_i^{(n)}}{\gamma_i^{(n)}} - \frac{\Phi_j^{(n)}}{\gamma_j^{(n)}}\right)$$
(1.14)

конечно-разностных производных на мелкой сетке через величины на крупной сетке, подстановка которых в уравнение (1.7) вместо исходных конечно-разностных производных на крупной сетке и приводит к уравнениям (1.2).

Отметим, что нелинейность уравнений (1.2)-(1.6),(1.9), обусловленная зависимостью β_{in}^2 от $\Phi_i^{(n)}$, является следствием специфического способа определения β_{in}^2 из неоднородного уравнения (1.12). Ее можно избежать, если обратиться, следуя [5], к определению β_{in}^2 из однородного уравнения

$$D_i^{(n)} \phi_i^{(n)} \beta_{in}^2 = \Sigma_i^{(n)} \phi_i^{(n)} \,.$$

Что же касается (1.13), то это некоторая гипотеза типа разделения переменных.

1.4. Приведем частные случаи и разновидности этих уравнений. Так, очевидно, соответствующие (1.2) уравнения в двумерной гексагональной геометрии

$$\frac{4}{3h^{2}}\sum_{j=1}^{6} \left(\frac{1}{\widetilde{D}_{i}^{(n)}} + \frac{1}{\widetilde{D}_{j}^{(n)}}\right)^{-1} \left(\widetilde{\Phi}_{i}^{(n)} - \widetilde{\Phi}_{j}^{(n)}\right) + \widetilde{\Sigma}_{i}^{(n)}\widetilde{\Phi}_{i}^{(n)} = \widetilde{Q}_{i}^{(n)}$$
(1.15)

мы получим из (1.2),(1.4), опуская в (1.2) нижнюю строчку и значок r радиальной зависимости. Соответствующие (1.2) уравнения в одномерной геометрии

$$\frac{2}{h_i} \sum_{j=i-1}^{i+1} \left(\frac{h_i}{D_i^{(n)}} + \frac{h_j}{D_j^{(n)}} \right)^{-1} \left(\Phi_i^{(n)} - \Phi_j^{(n)} \right) = Q_i^{(n)}$$
(1.16)

получим, опуская в (1.2) верхнюю строчку, значок *z* вертикальной зависимости и переходя к обычной последовательной нумерации ячеек сетки.

В случае прямоугольной геометрии уравнения (1.2) можно трансформировать (опуская для упрощения записи индексы групп) к уравнениям

$$\frac{2}{h_{xi}}\sum_{j=1}^{2} \left(\frac{h_{xi}}{\widetilde{D}_{xi}} + \frac{h_{xj}}{\widetilde{D}_{xj}}\right)^{-1} \left(\frac{\Phi_{i}}{\gamma_{xi}} - \frac{\Phi_{j}}{\gamma_{xj}}\right) + \frac{2}{h_{yi}}\sum_{j=3}^{4} \left(\frac{h_{yi}}{\widetilde{D}_{yi}} + \frac{h_{yj}}{\widetilde{D}_{yj}}\right)^{-1} \left(\frac{\Phi_{i}}{\gamma_{yi}} - \frac{\Phi_{j}}{\gamma_{yj}}\right) + \frac{2}{h_{zi}}\sum_{j=5}^{6} \left(\frac{h_{zi}}{\widetilde{D}_{zi}} + \frac{h_{zj}}{\widetilde{D}_{zj}}\right)^{-1} \left(\frac{\Phi_{i}}{\gamma_{zi}} - \frac{\Phi_{j}}{\gamma_{zi}}\right) + \Sigma_{i}\Phi_{i} = Q_{i}$$
(1.17)

с коэффициентами $\tilde{D}_{xi}, \gamma_{xi}, \cdots$, вычисляемыми по формулам (1.6),(1.9) с параметрами коррекции $\tau_{xi}, \tau_{yi}, \tau_{zi}$, в полной аналогии с величинами $\tilde{D}_{zi}, \gamma_{zi}, \cdots$, где суммы по j=1,2, j=3,4, j=5,6 означают суммирование по номерам прямоугольных ячеек,

прилегающих к ячейке *i* с соответствующих сторон вдоль направлений осей *x, y, z*. Двумерные уравнения получим, опуская в (1.17) сумму по *j*=5,6, а одномерные – еще и сумму по *j*=3,4.

В качестве граничных условий для уравнения (1.17) можно выбрать, например, условия (1.36) в форме требований

$$\Phi_{j} = 0, \quad D_{j} = \frac{s_{xi}\delta_{xi}h_{xj}}{4}, D_{j} = \frac{s_{yi}\delta_{yi}h_{xj}}{4}, \quad D_{j} = \frac{s_{zi}\delta_{zi}h_{zj}}{4}$$
(1.18)

для ячеек *j*, прилегающих к соответствующим поверхностям реактора снаружи.

Выбор параметров
$$\tau_{yi}$$
, τ_{zi} здесь также целесообразно производить из условия $\gamma_{xi} = \gamma_{yi} = \gamma_{zi} = \gamma_i$, (1.19)

обеспечивающего симметрию матрицы коэффициентов в (1.17) относительно "квазипотоков" $\tilde{\Phi} = \Phi_i / \gamma_i$. В случае кубической решетки, когда $h_{xi}=h_{yi}=h_{zi}=h$, для этого достаточно положить $\tau_{xi} = \tau_{yi} = \tau_{zi} = \tau$. При $\gamma_{x_i} = \gamma_{y_i} = \gamma_{zi} = 1$ уравнения (1.17) переходят в обычные конечно-разностные уравнения диффузии нейтронов с узлами в центрах тяжести прямоугольных ячеек.

2. ДОСТАТОЧНЫЕ УСЛОВИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ РАЗРЕШИМОСТИ

2.1. Традиционная формулировка [1] метода Askew приводит в ряде случаев к решениям, лишенным физического смысла. Соответствующие примеры приведены, например, в [4-6]. Ниже указываются способы подбора параметров τ обобщенного метода Askew, в принципе исключающие подобные негативные явления.

Введем в рассмотрение евклидово пространство R^{IN} вещественных векторов $\Phi = col(\Phi_1, \Phi_2, ..., \Phi_I)$ с компонентами $\Phi_i = col(\Phi_i^{(1)}, \Phi_i^{(2)}, ..., \Phi_i^{(N)})$ и перепишем уравнение (1.2) в виде операторного уравнения

$$\widetilde{L}\widetilde{\Phi} = (S + F / k_{_{3\phi}})\Phi$$
(2.1)

в R^{IN} , где оператор \tilde{L} определяется формулами (1.2)-(1.4), (1.6),(1.9), а операторы *S*, *F* - формулами (1.5),(1.6);с элементами $\Sigma_i^{n' \to n}, \chi_i^{(n)} \vee \Sigma_{fi}^{(n')} \ge 0$, характеризующими процессы рассеяния и деления; $\Phi = \gamma \tilde{\Phi} \in R^{IN}$ - вектор $\tilde{\Phi}$, умноженный на матрицу γ с элементами $\gamma_i^{(n)}$. Значения операторов Σ , *S*, *F* в ячейках *i* сетки обозначим через Σ_i , *S_i*, *F_i*, а скалярное произведение в R^{IN} определим как

$$(\Psi, \Phi) = \sum_{n=1}^{N} \sum_{i=1}^{I} V_{i} \Psi_{i}^{(n)} \Phi_{i}^{(n)} = \sum_{n=1}^{N} (\Psi, \Phi)^{(n)} = \sum_{i=1}^{I} V_{i} [\Psi_{i}, \Phi_{i}].$$

Используя эти определения, отметим некоторые свойства соответствующего (2.1) линеаризованного уравнения без учета зависимости $\gamma_i^{(n)}$ от Φ .

ЛЕММА 1. Пусть множество I_f ячеек *i* сетки, в которых $F_i \neq 0$ (присутствуют расщепляющиеся нуклиды), непусто, тогда при выполнении условий

$$0 < \sum_{ao} \le \sum_{ai}^{(n)} = \sum_{i}^{(n)} - \sum_{si}^{(n)} < \infty, \qquad 0 < D_{i}^{(n)} < \infty, \qquad (2.2a)$$

$$0 \le \Sigma_{si}^{(n)} \equiv \sum_{n'=1}^{n} \Sigma_{i}^{n \to n'} < \infty, \ 0 \le \nu \Sigma_{fi}^{(n)} \le \overline{\nu \Sigma_{f}} < \infty,$$
(2.26)

$$\sum_{n=1}^{N} \chi_{i}^{(n)} = 1, \overline{k_{\infty}} = \max_{i \in I_{f}} [\nu \Sigma_{fi}, (\Sigma_{i} - S_{i})^{-1} \chi_{i}] > 0$$
(2.2B)

уравнение (2.1) с произвольными, но фиксированными, «замороженными» коэффициентами $0 < \gamma_i^{(n)} < \infty$ имеет положительное решение $\Phi \ge 0$, соответствующее позитивному собственному значению $k_{s\phi} > 0$, причем

$$\overline{k_{\infty}} \leq k_{s\phi} \leq (1, \nu \Sigma_f \Phi) / (1, \Sigma_a \Phi) \leq \overline{\nu \Sigma_f} / \Sigma_{ao}.$$
(2.3)

Если же I_f пусто, то решение лишь тривиально: $\Phi = 0$.

Доказательство. Указанные свойства существования и положительности решения следуют из известных свойств [6-15] уравнения

$$k_{s\phi}\Phi = (1 - L^{-1}S)^{-1}L^{-1}F\Phi, \ L^{-1} = \gamma \tilde{L}^{-1},$$
(2.4)

эквивалентного в условиях (2.2) линеаризованной задаче (2.1) с линейным положительным оператором

$$(1 - L^{-1}S)^{-1}L^{-1}F = (1 + L^{-1}S + ...)L^{-1}F$$
, (2.5)

где сходимость ряда в (2.5) обеспечивается неравенством

$$\lambda = (1, S\Phi) / (1, \tilde{L} \tilde{\Phi}) < 1, \qquad (2.6)$$

вытекающим в условиях (2.2) из уравнения $\widetilde{L}\widetilde{\Phi} = S\Phi/\lambda$ в силу оценок

$$(1, S\Phi) = \sum_{g'} \sum_{i} V_i \Sigma_{g'}^{(g')} \Phi_i^{(g')} < (1, \Sigma\Phi) \le (1, \widetilde{L}\widetilde{\Phi}).$$

$$(2.7)$$

Последнее неравенство в (2.7) используется с учетом (2.2) и при выводе оценки сверху в неравенстве (2.3); оценка снизу вытекает из соотношений (2.16),(.2.17). Если же I_f пусто, то $\tilde{L}\tilde{\Phi} = S\Phi$, и в силу (2.7) $\Phi = 0$. Лемма доказана.

Отметим, что единственность (нормированного) элемента $\Phi \ge 0$ и простота соответствующего ему позитивного собственного значения $k_{s\phi} > 0$ здесь не утверждается. Они появляются, как известно [6-15], при наложении некоторых дополнительных условий на коэффициенты уравнения (2.1), приводящих к u_o - положительности или неразложимости соответствующего оператора, т.е. условий, обеспечивающих пространственную и энергетическую связность рассматриваемой модели реактора (отличную от нуля вероятность перехода нейтрона из каждой данной ячейки и группы во все другие). В рассматриваемом случае пространственная связность имеется (она обеспечивается вторым из условий (2.2а)), однако энергетическая связность, вообще говоря, отсутствует (для этого необходимо наложить на сечения некоторые дополнительные ограничения типа условия положительности всех элементов матрицы ($\Sigma_i - S_i$)⁻¹ при некотором $i = \overline{1, I}$ и т.п.).

2.2. Перейдем к рассмотрению собственно нелинейных задач с зависящими от неизвестного заранее решения $\Phi \ge 0$ этих задач коэффициентами $\gamma_i^{(n)}, \delta_i^{(n)} \ge 0$. Будем предполагать, что параметры τ_{ri}, τ_{zi} выбраны в соответствии с условием

$$\omega_{zi}h_{zi}^{2} = \omega_{ri}h_{r}^{2} = \omega_{i}h_{i}^{2}, \qquad (2.8)$$

т.е. с условием (1.10), и что, таким образом,

$$\gamma_{xi}^{(n)} = \gamma_i^{(n)}, \quad \frac{p_{xi}^{(n)}}{\omega_{xi}} = \frac{p_i^{(n)}}{\omega_i} \quad \forall \ p_{xi}^{(n)} = \frac{D_i^{(n)}}{\sum_i^{(n)} h_{xi}^2}, \quad \omega_{xi} = \frac{\tau_{xi} - 1}{2\tau_{xi}^2}, \quad , x = r, z .$$
(2.9)

С целью обеспечения требований $\gamma_i^{(n)}, \delta_i^{(n)} \ge 0$ решение $\Phi \ge 0$ уравнения (2.1) будем искать в прямом произведении $\Omega = \Omega_1 \times ... \times \Omega_r \subset R^{\mathbb{IN}}$ таких областей

$$\Omega_i = \{ 0 \le \Phi_i \in \mathbb{R}^N : \gamma_i^{(n)} \in [0, \overline{\gamma_i^{(n)}}] \ \forall n = \overline{1, N} \}$$

изменения переменных $\Phi_i \ge 0$, где $\gamma_i^{(n)} \ge 0$ при всех n = 1, N, т.е. где согласно определениям (1.9) выполняются условия

$$\Phi_{i} \ge \Sigma_{1i}^{-1} (S_{i} + F_{i} / k_{s\phi}) \Phi_{i}, \ i = \overline{1, I},$$
(2.10)

являющиеся, очевидно, необходимыми и достаточными условиями $\Phi \in \Omega$. Здесь

$$\Sigma_{1i}^{(n)} = \Sigma_{i}^{(n)} \left(1 + \frac{p_{i}^{(n)}}{\omega_{i}} \right), \ \overline{\gamma_{i}^{(n)}} = 1 + \frac{\omega_{i}}{p_{i}^{(n)}}.$$
(2.11)

Трансформируя уравнение $\widetilde{L}\widetilde{\Phi} = (S + F / k_{_{3\phi}})\Phi = Q$ к уравнению типа

$$\Phi_{i} = A_{i}(\Phi) = U_{i}Q_{i} + V_{i}(\Phi), \qquad (2.12)$$

где, например, в одномерном случае (1.16) в группе n и ячейке i

$$(U_{i}Q_{i})^{(n)} = Q_{i}^{(n)} / [\Sigma_{i}^{(n)} + \frac{2}{h_{i}} \sum_{j=i\pm 1} \left(\frac{h_{i}}{\delta_{i}^{(n)}D_{i}^{(n)}} + \frac{h_{j}}{\delta_{j}^{(n)}D_{j}^{(n)}} \right)^{-1} \frac{1}{\gamma_{i}^{(n)}}]$$

и т.д., находим, что если $\Phi \in \Omega$, то

$$\Phi_{i} \geq U_{i}(S_{i} + F_{i} / k_{s\phi}) \Phi_{i} \geq \Sigma_{2i}^{-1}(S_{i} + F_{i} / k_{s\phi}) \Phi_{i}, \qquad (2.13)$$

где, в свою очередь,

$$\Sigma_{2i}^{(n)} = \Sigma_{i}^{(n)} \left(1 + \frac{2}{\tau_{i}} \frac{p_{i}^{(n)}}{\omega_{i}} \right), \quad \Sigma_{2i}^{(n)} = \Sigma_{i}^{(n)} \left(1 + \frac{4}{\tau_{i}} \frac{p_{i}^{(n)}}{\omega_{i}} \right), \quad (2.14a)$$

$$\Sigma_{2i}^{(n)} = \Sigma_{i}^{(n)} \left[1 + \left(\frac{4}{\tau_{ri}} + \frac{2}{\tau_{zi}} \right) \frac{p_{i}^{(n)}}{\omega_{i}} \right]$$
(2.146)

в одномерных (1.16), двумерных (1.15) и трехмерных (1.2) задачах соответственно.

Из (2.10), (2.11) и (2.13),(2.14) тогда следует, что определяемый формулой (2.12) нелинейный оператор A_i переводит Ω_i в себя, если $\Sigma_{2i}^{-1} \ge \Sigma_{1i}^{-1}$ или $\Sigma_{1i} \ge \Sigma_{2i}$. Поскольку последнее имеет место при выполнении соответственно условий

$$\tau_i \geq 2, \qquad \tau_i \geq 4$$
, (2.15a)

$$4/\tau_{i}+2/\tau_{zi} \le 1$$
, (2.156)

то справедлива

ЛЕММА 2. Пусть выполнены предположения (2.2) и параметры τ выбраны из условий (2.15), тогда оператор *A* преобразует множество $\Omega \subset \mathbb{R}^{IN}$ в себя.

2.3. Трансформируя уравнение (2.1) к эквивалентному, но уже нелинейному уравнению $k_{3\phi}\Phi = B\Phi$ вида (2.4) с зависящими от неизвестного заранее решения Φ коэффициентами нелинейного оператора L^{-1} , находим, что при $\Phi \in \Omega$

$$k_{s\phi}\Phi = B\Phi = \left(1 - L^{-1}S\right)^{-1}L^{-1}F\Phi \ge \underline{B}\Phi, \qquad (2.16)$$

где

$$\underline{B} = diag(\underline{B}_1, \dots, \underline{B}_I), \ \underline{B}_i = \begin{cases} (\Sigma_{2i}^1 - S_i)^{-1} F_i, & i \in I_f \\ 0, & i \notin I_f \end{cases}$$

т.е. что в условиях леммы 2 оператор *B* имеет на Ω линейную миноранту <u>B</u> \geq 0 такую, что, по крайней мере, одно из уравнений <u>B</u>_{*i*} $\Psi_i = k_i \Psi_i$ обладает при некотором *i* \in *I*_{*f*} ненулевым решением

$$\Psi_{i} = (\Sigma_{2i} - S_{i})^{-1} \chi_{i} \ge 0, \qquad k_{i} = [\nu \Sigma_{fi}, (\Sigma_{2i}^{1} - S_{i})^{-1} \chi_{i}] > 0, \qquad (2.17)$$

как это вытекает из (2.2в),(2.16). При выводе (2.16) учтено также, что в соответствии с соотношениями (2.12),(2.13) $L^{-1}\Phi \ge \sum_{2i}^{-1}\Phi_i$ в ячейке i сетки.

Поскольку, далее, $\gamma_i^{(n)}, \delta_i^{(n)}$ - непрерывные функции переменных $\Phi_i^{(n)} \in \Omega_i$, то оператор *B* - вполне непрерывный положительный на Ω оператор с линейной минорантой <u>B</u>, удовлетворяющей условию <u>B</u> $\Psi = k\Psi$ при k > 0 и $0 \neq \Psi \ge 0$. Стало быть выполнены условия теоремы 29.1 [15] и, следовательно, справедлива

ЛЕММА 3. Собственные векторы $\Phi \in \Omega$ оператора *B* в условиях леммы 2 образуют в Ω непрерывную ветвь собственных векторов бесконечной длины.

Таким образом, существование ненулевого решения $\Phi \in \Omega$ (точнее, непрерывной ветви таких решений вида $t\Phi \in \Omega \ \forall t \in (0,\infty)$) уравнения $k_{s\phi}\Phi=B\Phi$, соответствующего позитивному собственному значению $k_{s\phi}>0$, установлено, и, следовательно, справедлива следующая заключительная

ТЕОРЕМА 1. При выборе параметров τ из условий (2.15) соответствующие уравнения (1.16),(1.15) и (1.2) обобщенного метода Askew с (граничными) условиями (1.3) и коэффициентами (1.5),(1.6),(1.9) имеют в предположениях (2.2) положительное решение $\Phi \ge 0$, соответствующее позитивному $k_{sd} > 0$.

2.4. Аналогичные, в общем, заключения справедливы и для задач в прямоугольной геометрии, где в рамках требований (1.19) условия типа (2.15) вновь являются достаточными условиями положительной разрешимости соответствующих уравнений (1.17),(1.18): вместо условий $\tau_i \ge 4$ здесь возникают условия

$$2/\tau_{x_i} + 2/\tau_{y_i} \le 1$$
, (2.18a)

а вместо условий $4/\tau_{i} + 2/\tau_{i} \le 1$ - условия

$$2/\tau_{x_i} + 2/\tau_{y_i} + 2/\tau_{z_i} \le 1$$
, (2.186)

так что справедлива также следующая

ТЕОРЕМА 2. При выборе параметров τ из условий (2.18) и требования (1.19) соответствующие уравнения (1.17),(1.18) обобщенного метода Askew с коэффициентами (1.5),(1.6),(1.9) имеют в предположениях (2.2) положительное решение $\Phi \ge 0$, соответствующее позитивному $k_{ab} > 0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлены достаточные условия существования искомых, имеющих физический смысл положительных решений нелинейных уравнений обобщенного метода грубой сетки Askew с переменными, регулируемыми параметрами т, выраженные в форме требований (2.15(,(2.18) на выбор этих параметров в соответствующих задачах в одно-, двух- и трехмерных гексагональных и прямоугольных геометриях. Тем самым указан и обоснован способ устранения недостатков и дальнейшего совершенствования алгоритмов известного метода Askew.

Более полное изложение этих и некоторых смежных вопросов см. в [6].

Литература

1. Takeda T., Komano Y. Extension of Askew's Coarse-Mesh Method to Few-Group Problems for Calculating Two-Dimensional Power Distribution in Fast Breeder Reactors//Nucl. Sci. Technol. – 1978. - V. 15. - № 7. – P. 523.

2. Слесарев И.С., Ярославцева Л.Н. Расчетные схемы для исследования энергетических быстрых реакторов с гексагональными топливными сборками//ВАНТ. Сер. «Физика и техника ядерных реакторов». – 1983. - Вып 4(33). – С. 19-23.

3. *Серегин А.С.* Некоторые вопросы реализации улучшенных схем дискретизации задачи диффузии в трехмерной гексагональной геометрии/ В кн. "Нейтроника-92". - Обнинск: ФЭИ, 1994. - С.164-173.

4. Абрамов Б.Д. Метод эквивалентных крупных сеток для расчета реакторов в гексагональной геометрии/ВАНТ, Сер. «Физика ядерных реакторов». – 1994. - Вып 3. - С. 15-24.

5. Абрамов Б.Д., Невиница В.А., Фомиченко П.А. Линейная формулировка метода крупной метки Askew-Takeda решения многогрупповых уравнений реактора в трехмерной гексагональной геометрии. Препринт ФЭИ-2519, Обнинск, 1996.

6. *Абрамов Б.Д.* Кризис положительной разрешимости в методе грубой сетки Askew и некоторые пути его преодоления. Препринт ФЭИ – 2953. - Обнинск, 2002.

7. *Марчук Г.И., Лебедев В.И*. Численные методы в теории переноса нейтронов. - М.: Атомиздат, 1971.

8. Самарский А.А. Теория разностных схем. - М.: Наука, 1983.

9. *Шишков Л.К*. Методы решения диффузионных уравнений двумерного ядерного реактора. - М.: Атомиздат, 1976.

10. Габетлер Г.Н., Мартино М.А. Теоремы существования и теория спектров для многогрупповой диффузионной модели: В сб. "Теория ядерных реакторов". - М.: Госатомиздат, 1963. - С. 145-159.

11. Варга Р. Численные методы решения многомерных многогрупповых диффузионных уравнений. - М.: Госатомиздат, 1963. - С. 182-214.

12. *Wachspress E.L.* Iterative solutions of elliptic systems and applications to the neutron diffusions equation of reactor physics. Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs. - N.Y., 1966.

13. *Новиков В.М., Попыкин А.И*. Спектральные свойства многогрупповой диффузионной задачи. Препринт ИАЭ-2460. - М., 1976.

14. Воеводин В.В., Кузнецов Ю.А. Матрицы и вычисления. - М.: Наука, 1984.

15. *Красносельский М.А., Лифшиц Е.А., Соболев А.В*. Позитивные линейные системы. -М.: Наука, 1985.

Поступила в редакцию 2.12.2002

УДК 539.125.52:621.039

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В КОНСТРУКЦИОННЫХ И ТОПЛИВНЫХ МАТЕРИАЛАХ

<u>Ю.А. Коровин, А.Ю. Конобеев, Г.Б. Пильнов, А.Ю. Станковский,</u>

А.А. Травлеев

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г.Обнинск



Подготовлены файлы оцененных нейтронных данных для дальнейшего использования в задачах переноса нейтронов в материалах электроядерных установок, диапазон энергий в которых значительно шире реакторного. В статье приводится краткое описание методов получения сечений и формирования файлов оцененных данных для ⁶Li, ⁷Li, ¹²C, ¹⁶O, ²³Na, ²⁸Si, ³⁹K, ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe, ²⁰⁸Pb, ²⁰⁹Bi, ²³²Th, ²³³Pa, ²³³U, ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu. Для большинства нуклидов данные представлены в энергетическом диапазоне 0-50 МэВ кроме ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe, для которых верхний предел энергии первичных нейтронов 250 МэВ, и ²³⁵U – 300 МэВ. Файлы содержат оцененные данные о полных сечениях реакций, сечениях упругих и неупругих взаимодействий нейтронов с ядрами, сечениях пороговых реакций, сечениях радиационного захвата нейтронов, энергетические и угловые распределения вторичных нейтронов, протонов и альфа-частиц; для ряда нуклидов представлены также спектры гамма-квантов, образующихся в ядерных реакциях.

введение

Перспективы развития ядерной энергетики во многом зависят от решения проблемы обращения с радиоактивными отходами. Как альтернатива захоронению радиоактивных отходов рассматривается их трансмутация в нейтронном спектре энергетических реакторов либо установок, введенных в топливный цикл с целью пережигания радиоактивных отходов. В качестве последних рассматриваются, в основном, электроядерные установки на основе ускорителей заряженных частиц (в основном, протонов). Отличительной особенностью таких систем является расширенный по сравнению с реакторной областью энергетический диапазон. Для расчета нейтроннофизических характеристик электроядерных установок необходимы надежные оцененные нейтронные данные. Однако верхний предел рассматриваемых энергий в большинстве международных библиотек оцененных данных ограничен 20 МэВ. Лишь в последнее время стали появляться библиотеки и отдельные файлы, предназначенные для расчета переноса частиц в материалах при энергиях первичных частиц до 150 МэВ. Однако таких данных явно недостаточно для проведения комплексных расчетов электроядерных установок. Особенно это касается трансурановых элементов.

[©] Ю.А. Коровин, А.Ю. Конобеев, Г.Б. Пильнов, А.Ю. Станковский, А.А. Травлеев, 2003



Рис.1. Полные сечения реакций n+⁵⁶Fe, n+⁵²Cr, n+⁵¹V в области энергий первичных нейтронов до 250 МэВ. Экспериментальные данные для реакции n+⁵⁶Fe взяты из работ [6-13], для n+⁵²Cr – из [13-14], и для n+⁵¹V – из работ [14-15]

лизом экспериментальных данных и систематик.

На рис.1 приведены полные нейтронные сечения реакций для ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe при энергиях первичных нейтронов до 250 МэВ. Для сравнения показаны также экспериментальные данные, взятые из библиотеки EXFOR, и оцененные сечения, содержащиеся в ENDF/B-VI.8 [5].

Поэтому получение надежных оцененных данных для расчета переноса частиц в области энергий до сотен мегаэлектронвольт представляет собой актуальную задачу.

В статье описаны имеющиеся на сегодняшний день файлы оцененных нейтронных данных, сформированные в отраслевой научно-исследовательской лаборатории «Пуск» Обнинского государственного технического университета атомной энергетики 250 (ИАТЭ).

МЕТОД РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ

Полные сечения реакций и сечения упругого и неупругого рассеяния

Полные сечения реакций, дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний при энергиях первичных нейтронов выше 20 МэВ были рассчитаны с помощью метода связанных каналов по программе ECIS [1]. Параметры оптического потенциала были взяты из работ [2,3] и скорректированы с учетом возбуждения дискретных уровней и согласования результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными в области энергий выше 20 МэВ.

При энергиях нейтронов выше 50 МэВ при оценке сечений для конструкционных материалов ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe использовались данные по полным сечениям реакций, описанные в работе [4].

Полученные оцененные данные в области энергий первичных нейтронов выше 20 МэВ согласовывались с данными библиотек ENDF/B-VI, JENDL-3.2 при энергии 20 МэВ. Выбор конкретной библиотеки при энергиях ниже 20 МэВ для каждого изотопа производился в соответствии с ана-

Особенности расчета сечений для легких ядер

Вычисление полных сечений и сечений упругого рассеяния усложнено выбором оптического ядерного потенциала для легких ядер. Полные сечения для взаимодействий n+⁷Li и n+⁶Li рассчитывались с помощью программы ECIS [1], основанной на методе связанных каналов, с использованием потенциала для симметрической вращательной модели, предложенного авторами библиотеки JENDL-3 [16].

В качестве альтернативы использовалась модель дифракционного рассеяния. Согласно [17] ядро может рассматриваться как непрозрачный объект для падающих нейтронов с энергиями от 10 до ~100 МэВ. Тогда рассеяние трактуется как дифракция нуклонов на непрозрачном объекте, имеющем форму и размер ядра.

Особенностью неупругого рассеяния нейтронов на легких ядрах (в частности, на ядрах лития) является множественная эмиссия частиц. При возбуждении энергетических уровней испускается не только нейтрон, но и две частицы; в частности, если энергия возбуждения достаточна для эмиссии α-частиц, то на ⁷Li происходит реакция (n,n')αt.

На рис. 2 представлены сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах лития. На рисунках приведены сечения, рассчитанные по программе ECIS методом связанных каналов, сечения, вычисленные с использованием дифракционного приближения [18], оцененные данные до 20 МэВ из библиотеки ENDF/B-VI, и экспериментальные сечения.



Рис.2. Сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах ⁶Li (a) и ⁷Li (б). Экспериментальные данные взяты из работ [19-23] (Рис. 2a) и [19-20,24-25] (Рис. 2б)

Сечения пороговых реакций и спектры эмиссии частиц

Сечения пороговых реакций, вызванных нейтронами, и дважды дифференциальные сечения неупругих взаимодействий были рассчитаны с использованием «зависящей от геометрии» гибридной экситонной модели М.Блана (GDH) и испарительной модели, реализованных в модифицированной программе ALICE [26]. Основные изменения, внесенные в оригинальную версию программы, заключаются в реализации алгоритмов описания предравновесной эмиссии кластеров (d,t,³He,α) [27-28], неравновесной эмиссии γ-квантов [29-30] и расчета плотности ядерных уровней на основе различных подходов, описанных в [31].

Расчеты предравновесных спектров нуклонов проводились на основе модели GDH с учетом множественной неравновесной эмиссии нуклонов согласно подходу, описанному в [32]. Плотность экситонных состояний рассчитывалась по формуле Струтинского-Эриксона с учетом принципа Паули. Для определения скорости внутриядерных переходов (λ_+) были использованы сечения нуклон-нуклонных взаимодействий, скорректированные с учетом принципа Паули. Коэффициент нормировки для расчета (λ₊) принимался равным единице. Сечения обратных реакций рассчитывались по оптической модели. Для состояний с тремя экситонами плотности уровней рассчитывались по формуле [33] с учетом конечной глубины потенциальной ямы.

Неравновесные спектры эмиссии составных частиц вычислялись с помощью коалесцентной модели [34-35], объединенной с гибридной экситонной моделью [30]. Вклад прямых процессов в спектры эмиссии дейтронов получен с использованием феноменологической модели[31].

Равновесные спектры частиц были получены в рамках испарительной модели Вайскопфа-Ивинга. Для описания плотности ядерных уровней использовалась обобщенная сверхтекучая модель ядра [36].

Угловые распределения вторичных нейтронов получены с использованием параметризации Кальбах [37].

Метод расчета сечений пороговых реакций верифицировался на экспериментальных данных для реакций, вызванных нейтронами, содержащихся в библиотеке EXFOR, а также на имеющихся в наличии экспериментальных данных для протонных реакций (р,хпурга).

Для оценки сечений некоторых реакций использовались эмпирические [38-40] и полуэмпирические [41-45] систематики при энергии 14.5 МэВ. В случаях, когда это было необходимо, проводилась дополнительная коррекция сечений для согласования с оцененными данными, содержащимися в известных библиотеках при энергиях ниже 20 МэВ.

На рис.3 приведены рассчитанные сечения реакции (n,2n) для различных ядер. Представлены также оцененные данные из библиотек ENDF/B-VI, JENDL-3, BROND-2 и экспериментальные данные из библиотеки EXFOR.

На рис.4 представлены рассчитанные спектры нейтронов, протонов и α-частиц для ⁵⁶Fe при энергиях первичных нейтронов 14.5 и 50 МэВ.

Реакции полного развала ядра

Особенностью взаимодействия нуклонов с легкими ядрами являются реакции полного развала, т.е. передача энергии налетающей частицы группе нуклонов. Метод для количественного описания таких процессов [46] позволяет получать сечения для реакций (n,d), (n,2n), ⁶Li (n,t) α , ⁷Li(n,n') α t, ⁶Li(n,n') α d. На рис. 5 приведено сравнение сечений реакций ⁷Li(n,d) ⁶Li и ⁶Li(n,t) α , рассчитанных в рамках модели полного



Рис.3. Сечения реакций (n,2n) для ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁴Fe, ²⁰⁸Pb

развала ядра, с экспериментальными данными и оцененными данными из различных библиотек.

Спектры эмиссии у-квантов

При расчете спектров эмиссии основным механизмом образования неравновесных у-квантов считались одиночные радиационные переходы [29]. Для оценки возможного вклада «квазидейтронного» механизма в эмиссию у-квантов рассчитывались энергетические распределения ($d\sigma^{qd}/d\epsilon_{\gamma}$) фотонов, родившихся в элементарных взаимодействиях n+p→d+γ первичных частиц и нуклонов ядра. Затем соответствующие скорости эмиссии и собственно у-спектры рассчитывались в рамках формализма гибридной экситонной модели. Расчеты $d\sigma^{qd}/d\epsilon_{\gamma}$ проводились с учетом принципа Паули и других эффектов, связанных с влиянием ядерной материи на взаимодействия нейтронов с протонами [30]. На рис. 6 представлены рассчитанные спектры эмиссии у-квантов для 56Fe при энергиях первичных нейтронов 14 и 50 МэВ.

Спектры ядер отдачи

Для расчета спектров ядер отдачи $(d\sigma/d\epsilon_R)$ в реакциях (n,n'), (n,p), (n,\alpha) вплоть до порога реакции (n,2n) использовалась программа ALICE. При более высоких энергиях использовалась программа DISCA [56-60], основанная на модифицированной каскадноиспарительной модели. На рис. 7а сравниваются спектры ядер отдачи, рассчитанные для ядра 56Fe при энергии первичных нейтронов E_n=10 МэВ по программе ALICE и DISCA; приведены вклады эмиссии нейтронов, протонов и α-частиц в спектры ядер отдачи. Как видно из рисунка, спектры, рассчитанные с помощью различных подходов,



Рис. 4. Спектры вторичных нейтронов, протонов и альфа-частиц для ⁵⁶Fe

достаточно хорошо согласуются между собой. Спектры, вычисленные по программе DISCA для ядра ⁵⁶Fe при различных энергиях первичных частиц, приведены на рис.76.

Реакции, протекающие на делящихся ядрах

Оценка сечений реакций, протекающих на делящихся ядрах, производилась на основе подхода, описанного в [61,62].



Рис. 5. Сечения реакций ⁷Li(n,d)⁶He и ⁶Li(n,t)α. Экспериментальные данные взяты из работ [47-50] (рис. 5а) и [51-55] (рис. 5б)

На рис. 8 показаны оцененные сечения деления и числа нейтронов, образующихся на один акт деления. Сечения реакций деления при энергиях до 50 МэВ были получены несколько лет назад на основе разработанного метода расчета [3,62] без всякой подгонки к экспериментальным данным, недоступным в то время да и сейчас пока еще не включенным в библиотеку экспериментальных данных EXFOR (факт, указывающий на то, что несмотря на 1988 год, представленный на рис. 8 для "Lisowski", данные являются новыми, предварительными). Наблюдается великолепное согласие оцененных и существующих экспериментальных данных во всем диапазоне энергий от 0 до 50 МэВ.

Число нейтронов, образующихся при делении ядра, рассчитывалось с помощью модифицированной модели Фонга, реализованной в программе CASCADE/INPE [63]. Полученные результаты находятся в согласии с оценками JENDL-3 и ENDF/B-VI, но не БРОНД-2, при относительно низких энергиях.



Рис. 6. а). Спектры эмиссии γ-квантов для ⁵⁶Fe при энергии первичных нейтронов 14 МэВ. Показаны экспериментальные данные при 14.6 МэВ: × - Budnar et al., 1979, • - Hlavac et al., 1983 (цитируется по [29]). 6) Спектры эмиссии γ-квантов для ⁵⁶Fe при энергии первичных нейтронов 50 МэВ: — – полный спектр, ----- – вклад одиночных радиационных= переходов [29], – – вклад «квазидейтронного» механизма (реакция n+p→d+γ)



Рис. 7. а). Спектры ядер отдачи при неупругих взаимодействиях нейтронов с ядрами ⁵⁶Fe (энергия нейтронов 10 МэВ), рассчитанные по программам ALICE (сплошная линия) и DISCA (гистограмма). Показаны вклады реакций с образованием нейтронов, протонов и α-частиц, рассчитаные по программе ALICE. 6). Спектры ядер отдачи при неупругих взаимодействиях нейтронов различных энергий с ядрами ⁵⁶Fe, рассчитанные по программе DISCA: △- E_n=12 МэВ, ○ - E_n=16 МэВ, ▽- E_n=24 МэВ, + - E_n=32 МэВ, × - E_n=40 МэВ, • - E_n=50 МэВ



Рис. 8. Сечения деления и числа нейтронов, образующихся на один акт деления ²³⁸U и ²³⁹Pu

Формат представления данных

Данные в файлах записаны в формате ENDF-6. Для записи сечений и спектров частиц использованы только стандартные номера файлов (MF=1, 2, 3, 4, 5, 6, 12, 14 and 15) и MT-секций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе описанных методов расчета созданы оцененные файлы нейтронных данных для ядер ⁶Li, ⁷Li, ¹²C, ¹⁶O, ²³Na, ²⁸Si, ³⁹K, ²⁰⁸Pb, ²⁰⁹Bi, ²³²Th, ²³³Pa, ²³³U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu при энергиях первичных нейтронов до 50 МэВ, ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe - до 250 МэВ и ²³⁵U до - 300 МэВ. Файлы содержат информацию о полных сечениях, сечениях упругого и неупругого рассеяний, сечениях пороговых реакций, сечениях вторичных частиц, спектрах ядер отдачи. Для делящихся ядер файлы включают в себя оцененные числа нейтронов деления, а также спектры деления. Полученные файлы могут использоваться для исследования переноса нейтронов в материалах под облучением.

Литература

1. *Raynal J.* In Proc. Workshop on Applied Nuclear Theory and Nuclear Model Calculations for Nuclear Technology Applications, Trieste, Italy, 1988. - P. 506.

2. Daum E., Fischer U., Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Lunev V.P., v. Mollen-dorff U., Pereslavtsev P.E., Sokcic-Kostic M., Stankovsky A.Yu., Wilson P.P.H., Woll D. Report of Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5868, June 1997.

3. Korovin Yu.A., Konobeyev A.Yu., Pereslavtsev P.E., Stankovsky A.Yu., Broeders C., Broeders I., U.Fischer, Mollendorff U.v., Wilson P., Woll D. In Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology. Trieste, Italy, May 9-24, 1997. - P.851.

4. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частици атомных ядер с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972.

5. Chadwick M.B., Young P.G., Chiba S., Frankle S.C., Hale G.M., Huges H.G., Koning A.J., Little R.C., MacFarlane R.E., Prael R.E. and Waters L.S.// Nucl. Sci. Eng. – 1999. – 131. - 293.

6. Abfalterer W.P., Bateman F.B., Dietrich F.S., Finlay R.W., Haight R.C., Morgan G.L.//Physical Review. Part C. Nuclear Physics. – 2001. - V.63.

7. Ragent B. R, UCRL-2337, 1953.

8. Cierjacks S., Forti P., Kopsch D., Kropp L., Nebe J., Unseld H. - R,KFK-1000, 1968.

9. Perey F.G., Love T.A., Kinney W.E. - R, ORNL-4823, 1972.

10. *Hildebrand R.H., Leith C.E.* // Physical Review. 1950. - V.80. - P. 842.

11. Culler V., Waniek R.W.//Physical Review. – 1955. - V.99. - P. 740.

12. Zanelli C.I., Brady F.P., Romero J.L., Castaneda C.M., Johnson D.L.//Physical Review. Part C. Nuclear Physics. – 1986. - V.33.

13. *Larson D.C., Harvey J.A., Hill N.W.* Measurement of neutron total cross sections at ORELA to 80 MeV// P,ORNL-5787,174, 1981.

14. *Foster JRD.G., Glasgow D.W.*//Physical Review. Part C. Nuclear Physics. – 1971. - V.3.

15. *Policroniades R., Varela A., Lopez J., Maggi R. //*Nuclear Instrum. and Methods in Physics Res. Sect.A - V.346. - 1994.

16. Shibata K., Nakagawa T., Asami T., Fukahori T., Narita T., Chiba S., Mizumoto M., Hasegawa A., Kikuchi Y., Nakajima Y., Igarasi S. Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3, - JENDL-3. - JAERI 1319 (1990).

17. *Sitenko A.G.* Theory of Nuclear Reactions. – M.: Energoatomizdat, 1982.

18. Konobeyev A. Yu., Korovin Yu.A., Pereslavtsev P.E., Fischer U., Moellendorff U. von Development of methods for Calculation of Deuteron-Lithium and Neutron-Lithium Cross Sections for Energies up to 50 MeV//Nucl. Sci. Eng. – 2001. – 139. – P. 1-23.

19. *Drosg M., et al.* Proc. Int. Conf. SANTA 1985. - P. 145.

20. *Armstrong A.H., Gamel J., Rosen L.*//Nucl. Phys. – 1964. – 52. – 505.

21. Hogue H.H. et al.// Nucl. Sci. Eng. - 1979. - 69. - 505

22. Smith A.B. //Nucl. Phys. - 1982. - A 373. - 305.

23. *Abbondanno U., et al.* //Nucl. Chem. – 1970. - A66. –139.

24. *Chen Guan-Ren et al.*// Nucl. Sci. Eng. – 1984. – 86. – 184.

25. Knitter W.H., Coppola M. Proc. Int. Conf. Washington, March 1968, E21.

26. Blann M. Report IAEA-NDS-93 REV.0, 1988

27. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A.//Kerntechnik. – 1994. – 59. - 72.

28. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A.//Kerntechnik. – 1996. – 61. - 45.

29. *Oblozinsky P.//* Phys. Lett. – 1988. - B215. - 597.

30. *Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Pereslavtsev P.E.//*Izvestija Vuzov. Ser. Yadernaja Energetika (Transactions of High School. Ser.:Nuclear Power Engineering). – 1997. - № 1. – Р. 2.

31. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Pereslavtsev P.E. Code ALICE/ASH for Calculation of Excitation Functions, Energy and Angular Distributions of Emitted Particles in Nuclear Reactions: Report INPE, Obninsk, February, 1997.

32. Blann M., Vonach H.K.// Phys. Rev. – 1983. - C28. - 1475.

33. Betak E., Dobes J.// Z.Phys. – 1976. - A279. - 319.

34. *Iwamoto A., Harada K.//* Phys. Rev. – 1982. - C26. – 1821.

35. Sato N., Iwamoto A., Harada K.// Phys. Rev. – 1982. - C28. - 1527.

36. Ignatyuk A.V., Istekov K.K., Smirenkin G.N.//Yadernaja Fizika. – 1979. – 29. – 875.

37. Kalbach C.// Phys. Rev. – 1988. - C37. - 2350.

38. Lishan Yao Communication of Nuclear Data Progress 7 (1992) 85.

39. Lishan Yao, Yuling Jin Communication of Nuclear Data Progress 7 (1992) 95.

40. *Qaim S.M., Wolfle R.//* Nucl. Phys. – 1978. - A295. - 150.

41. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Pereslavtsev P.E.//Nucl. Instr. Meth. – 1994. - B93. - 409.

42. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A.// Nucl. Instr. Meth. – 1995. - B103. - 15.

43. Konobeyev A. Yu., Lunev V.P., Shubin Yu.N.// Nucl. Instr. Meth. – 1996. - B108. - 233.

44. Dityuk A.I., Konobeyev A.Yu., Lunev V.P., Shubin Yu.N.// Voprosy Atomnoi Nauki i Techniki. Ser.: Yadernije Konstanti (Problems of Nuclear Science and Technology. Series: Nuclear Data). – 1996. – 1. - 129.

45. *Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A.*// Izvesitja Vuzov. Yadernaja Energetika (Transactions of High School. Ser.:Nuclear Power Engineering). – 1996. - №2. – Р. 14.

46. Davidov A.S. Theory of atomic nucleus. – M.: Fizmatgiz, 1958 (in Russ.).

47. Battat M.E., Ribe F.L.// Phys. Rev. – 1953. – 89. – P. 80.

48. Mikhaylina K.M., et al. EXFOR 970213.

49. *Barry J.F.* EXFOR 820331.

50. Garg K.C., Khurana C.S., Indian J. Pure Appl., Phys. 17, (1979)385.

51. *Bartle C.M.*// Nucl. Instr. Meth. - 1974. – 121. - 119.

52. *Ribe F.L.*// Phys. Rev. – 1952. – 87. - 205 (L5)

53. *Gabbard F., McPherson M.R.* Proc. Int. Conf. Knoxwille, 1971. - V. 2. - P. 611.

54. *Goldberg E., et al.* //Nucl. Sci. Eng. – 1985. – 91. – 173.

55. Bartle C.M., Geblie D.W., Hollas C.L.// Nucl. Phys. – 1983. - A397. – 21.

56. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Sosnin V.N.// J. Nucl. Mater. – 1992. – 186. - 117.

57. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A.//J. Nucl. Mater. – 1992. – 195. - 286.

58. Artisyuk V.V., Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A. // Kerntechnik. – 1993. – 58. - 174.

59. Konobeyev A. Yu., Korovin Yu.A.// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. – 1993. - B82. - 103.

60. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A.// Kerntechnik. - 1998. - 63. - 124.

61. Young P.G., Chadwick M.B. Neutron and proton induced nuclear data libraries to 150 MeV for accelerator-driven applications, Trieste, Italy, May 9-24, 1997. - P.1440.

62. *Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Pereslavtsev P.E.* Database development for analysis of accelerator-driven systems//Progress in Nuclear Energy, 2002, V.40, №3-4, p.673-680.

63. Барашенков В.С., Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.С.// Атомная энергия. – 1999. - 87. – 283.

Таблица 3

Выгорание MOX-TBC (МВт-сут/кг)	24.9	18.8	14.0	9.35
Выгорание урановых ТВС (МВт-сут/кг)	25.3 34.1		41.7	56.3
Пропускная способность (кг Ри/год)	425	620	890	1430
α _γ ·10 ² см ³ /г	-3.55	-3.56	-3.03	-2.53

Нейтронно-физические характеристики РБМК для смешанной топливной загрузки

ность, но существенно улучшается плотностной коэффициент реактивности, оставаясь, тем не менее, отрицательным. Для сравнения укажем, что плотностной коэффициент реактивности, рассчитанный по той же методике для уранового топлива с обогащением 2.2%, без учета выгорающего поглотителя составляет α_{γ} =-4.2·10⁻² см³/г. Можно сделать вывод, что существует область исходных обогащений, при которых плотностной коэффициент реактивности, по крайней мере, не хуже, чем при урановой загрузке.

В табл. 3 приведены аналогичные результаты для смешанной загрузки при равных долях ячеек, занятых урановыми и MOX-TBC. Исходное обогащение урановых TBC принято равным 2.2%.

Исходное обогащение для MOX-TBC выбиралось таким, чтобы оно обеспечивало ту же кампанию топлива при полномасштабной загрузке, что и урановые TBC. Оно оказалось равным 1.8%. Поскольку в реакторе отсутствует запас реактивности, сокращение выгорания MOX-топлива компенсируется увеличением выгорания урановых TBC. Как следует из приведенных результатов, в условиях смешанной загрузки имеется реальная возможность не только значительно увеличить пропускную способность, но и существенно повысить эффективность использования доли урановой загрузки, работающей в «энергетическом» режиме. Из результатов также следует, что при использовании в смешанной загрузке MOX-топлива существенно улучшается и плотностной коэффициент реактивности.

Естественно, при сокращении глубины выгорания с целью увеличения пропускной способности несколько снижается радиационный барьер за счет меньшего накопления осколков деления по сравнению, например, с топливом реакторов ВВЭР. Вопрос, насколько сильно снижается защищенность облученного МОХ-топлива по этому критерию, требует дополнительного изучения. По крайней мере, существуют энергетические реакторы с существенно меньшим выгоранием, чем в ВВЭР (например, CANDU), тем не менее, вопрос о недостаточности радиационного барьера для топлива этих реакторов никогда не возникал. Следует отметить, что существенным препятствием для несанкционированного использования облученного МОХ-топлива может быть не столько собственный, сколько общий радиационный фон в хранилище.

Использование той или иной стратегии при обращении с оружейным плутонием зависит, естественно, от политических решений, но по результатам проведенного анализа можно утверждать, что

• имеются реальные физические предпосылки для увеличения пропускной способности по денатурации оружейного плутония в реакторах ВВЭР и РБМК;

• внедрение режима денатурации в разумных пределах не приводит к ухудшению условий ядерной безопасности;

• при внедрении режимов денатурации возможно повышение эффективности использования ядреного топлива, работающего в «энергетическом» режиме, без увеличения начального обогащения топлива;


Рис. 4. Скорость поглощения в бесконечной среде из двуокиси урана: — расчет без подгрупп; — расчет с подгруппами



Рис. 5. Макроскопическое сечение поглощения бесконечной среды из двуокиси урана: _____ расчет без подгрупп; ____ расчет с подгруппами

вылетом заряженных частиц). Поток и скорости реакций на графиках приведены в том виде, в каком их выдает MCNP, - нормированными на число нейтронных историй.

Рассмотренные выше примеры выявляли эффекты, связанные с влиянием блокировки сечений на значение коэффициента размножения. Следующий тест выявляет влияние самоэкранировки на результаты расчета пропускания через образец ²³⁸U нейтронов от внешнего источника.

Рассчитывался ток через поверхность сферы радиусом 10 см, заполненной ²³⁸U с ядерной концентрацией 0.1·10²⁴1/см³, нейтронов, испускаемых точечным изотропным моноэнергетическим источником, расположенным в центре сферы. Энергия нейтронов источника равнялась 0.01МэВ. В расчетах использовались инфор-



Рис. 6. Микроскопическое сечение радиационного захвата ²³⁸U: _____ расчет без подгрупп; _____ расчет с подгруппами

Результаты расчета пропускания нейтронов через урановую сферу

Таблица 4

Энергетический интервал, МэВ	Ток нейтронов, рассчитанный без применения подгрупп	Относительное стандартное отклонение	Ток нейтронов, рассчитанный с применением подгрупп	Относительное стандартное отклонение
1.00·10 ⁻³ – 2.15·10 ⁻³	3.93565·10 ⁻⁶	0.0994	1.07781·10 ⁻⁶	0.1828
2.15·10 ⁻³ – 4.64·10 ⁻³	1.34575·10 ⁻³	0.0052	7.59959.10-4	0.0069
4.64·10 ⁻³ – 1.00·10 ⁻²	2.44556·10 ⁻²	0.0012	8.70683·10 ⁻²	0.0006
1.00·10 ⁻² – 2.15·10 ⁻²	1.81334·10 ⁻⁶	0.1468	1.70445·10 ⁻⁶	0.1438
2.15·10 ⁻² – 4.64·10 ⁻²	9.16569·10 ⁻⁶	0.0667	1.18240·10 ⁻⁵	0.0621
4.64·10 ⁻² - 1.00·10 ⁻¹	2.69557·10 ⁻⁵	0.0447	2.58085·10 ⁻⁵	0.0464
1.00·10 ⁻¹ – 2.00·10 ⁻¹	3.55252·10 ⁻⁵	0.0425	3.39440·10 ⁻⁵	0.0438
$2.00 \cdot 10^{-1} - 4.00 \cdot 10^{-1}$	5.55873·10 ⁻⁵	0.0369	5.62495·10 ⁻⁵	0.0371
4.00·10 ⁻¹ - 8.00·10 ⁻¹	5.79835·10 ⁻⁵	0.0377	5.73849·10 ⁻⁵	0.0376
8.00·10 ⁻¹ – 1.40	2.06508·10 ⁻⁵	0.0553	1.96951·10 ⁻⁵	0.0559
1.40 - 2.50	8.52327·10 ⁻⁶	0.0807	9.69298·10 ⁻⁶	0.0788
2.50 - 4.00	5.67577·10 ⁻⁶	0.1026	5.27663·10 ⁻⁶	0.1097
4.00 - 6.50	2.06731·10 ⁻⁶	0.1537	2.28521·10 ⁻⁶	0.1560
6.50 – 10.5	3.97013·10 ⁻⁷	0.3819	6.64791·10 ⁻⁷	0.2966

мянутых выше характеристик пограничного слоя. Кроме того, радиолокационнотрассерный метод может обеспечить натурное моделирование в реальном масштабе времени распространения радиоактивной примеси в начальной стадии выброса, если каким-либо образом обеспечить добавление трассеров к выбросу радиоактивных веществ [4].

В системах поддержки, основанных на радиолокационно-трассерном методе, применяются радиолокаторы с узкой осесимметричной диаграммой направленности. Однако при азимутальном и угломестном сканировании облака пассивных радиолокационных отражателей (ПРО) наблюдаются искажения распределения концентрации в поперечных и продольных к линии сканирования направлениях за счет конечности длительности зондирующего импульса и ширины диаграммы направленности. Игнорирование этих искажений может приводить к значительным ошибкам при определении характеристик облака ПРО. В данной работе предлагается процедура оценки геометрических характеристик облака ПРО (положения центра тяжести, поперечной и продольной дисперсий) с учетом конечности длительности зондирующего импульса и ширины диаграммы направленности. Данная процедура позволяет производить оценки в реальном времени.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛАКА ПРО

При зондировании облака ПРО импульсным радиолокатором средняя мощность сигнала, отраженного от элементарных отражателей, пропорциональна их концентрации. Само облако представляет для радиолокатора пространственно-распределенную цель (ПРЦ). Для узкого осесимметричного луча с шириной диаграммы направленности по уровню половинной мощности β выражение средней мощности эхосигнала *P*(*r*', φ₀, θ₀)_{вх} на входе приемника имеет вид

$$P(r',\phi_0,\theta_0)_{ex} = A\sigma \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi\infty} \frac{\left[G_t(\phi,\theta,\phi_0,\theta_0)\right]^2}{r^2} q(r,\phi,\theta) P_0(\frac{2r'}{c} - \frac{2r}{c}) dr d\phi d\theta \quad , \tag{1}$$

где (r, φ , θ) - сферическая система координат; $q(r, \varphi, \theta)$ - распределение концентрации ПРО; φ_0 и θ_0 и - углы, задающие направление сканирования (φ_0 - азимутальный угол, θ_0 - угол места); A - коэффициент, определяемый техническими характеристиками локатора; $\overline{\sigma}$ - диаграмма направленности; $P_0(t)$ - зондирующий импульс.

Форма зондирующего импульса определяется выражением

$$P_{0}(t) = P_{0} \exp\left(-4\ln 2\frac{t^{2}}{\tau_{0}^{2}}\right)$$
(2)

где *P*₀ - мощность излучения; τ₀ - длительность зондирующего импульса на уровне 0.5*P*₀. Форма диаграммы направленности имеет вид

$$G_t(\varphi, \theta, \varphi_0, \theta_0) = \frac{1}{2\pi\sigma_\beta^2} \exp\left(-\frac{(\varphi - \varphi_0)^2 + (\theta - \theta_0)^2}{2\sigma_\beta^2}\right),$$
(3)

где $\sigma_{\beta} = \frac{\beta}{\sqrt{2 \ln 2}}$.

Процедура сканирования облака ПРО организована следующим образом. В существующих системах радиолокационной поддержки угол раствора луча радиолокатора имеет величину порядка 3-5°, а длительность зондирующего импульса порядка $\tau_0 \approx 1$ мкс. В силу этого сканирование пространства в вертикальном измерении невозможно, поэтому в рассматриваемой схеме сканирования угол места θ_0 остается зафиксированным.

УДК 504.064.36:574

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ УРБАНИЗИРОВАННЫХ ТЕРРИТОРИЙ В РАЙОНАХ РАЗМЕЩЕНИЯ ПРЕДПРИЯТИЙ АТОМНОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ НА ПРИМЕРЕ ОБНИНСКОГО РЕГИОНА

О.В. Старков*, В.И. Вайзер*, Н.Г. Богданович*, А.В. Бушуев**, Т.Б. Алеева**, Г.В. Козьмин***, В.А. Дудинская***,

<u>Н.Е. Латынова***, И.И. Силин****</u>

*ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск * * Московский инженерно-физический институт (государственный университет), г. Москва

* * * Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск

* * * * Калужский филиал Всероссийского института экономики минерального сырья и недропользования, г. Калуга

P

Настоящая работа связана с характерной экологической проблемой урбанизированных территорий в районах размещения предприятий атомной промышленности. Для Обнинского региона эта проблема, с одной стороны, обусловлена истощением запасов подземных вод обнинских водозаборов, питание которых в настоящее время частично осуществляется загрязненными поверхностными водами; с другой стороны, актуальность рассматриваемой проблемы определяется поступлением в подземные воды наиболее интенсивно мигрирующего радионуклида – трития, который также является индикатором состояния хранилищ РАО на территории градообразующего предприятия ГНЦ РФ-ФЭИ. В работе приводятся данные, характеризующие загрязнение тритием водоисточников, параметры деградации существующих водозаборов и ставятся задачи по локализации источников загрязнения и совершенствованию системы радиационного мониторинга.

В результате мониторинга, проведенного НПО «Тайфун» в 1995 – 1997 гг., были обнаружены повышенные над фоновыми значениями концентрации трития в водоемах и родниках, находящихся в санитарно-защитной зоне ГНЦ РФ-ФЭИ и на прилегающей к ней территории [1]. В дальнейших исследованиях, выполненных ГНЦ РФ-ФЭИ, были выявлены загрязненные компоненты природной среды. Концентрация трития до 2.10⁴ Бк/л была зарегистрирована в небольшом водоеме, в районе расположения хранилищ твердых радиоактивных отходов предприятия (ТРО)

[©] О.В. Старков, В.И. Вайзер, Н.Г. Богданович, А.В. Бушуев, Т.Б. Алеева, Г.В. Козъмин, В.А. Дудинская, Н.Е. Латынова, И.И. Силин, 2003

[2]. Наибольшая активность отмечена в атмосфере хранилища твердых радиоактивных отходов – 1,6·10⁷ Бк/л воды. Последующие измерения трития показали, что его концентрация в водоеме практически не изменяется. Это обстоятельство указывает на существование постоянно действующего источника трития.

ИСТОЧНИКИ ПОСТУПЛЕНИЯ ТРИТИЯ В ПРИРОДНУЮ СРЕДУ ОБНИНСКОГО РЕГИОН.

Источником техногенного трития на территории города и его окрестностей являются ядерные установки ГНЦ РФ-ФЭИ, филиала НИФХИ и ускорители, на которых используются тритиевые мишени для ядерно-физических исследований, а также хранилище твердых РАО.

В течение 1954-2001 гг. на промплощадке ГНЦ РФ-ФЭИ находился ряд исследовательских ядерных реакторов (БР-2, БР-5, БР-10, АМ-1) и наземных прототипов транспортных ядерных установок (ТОПАЗ, АПЛ, ТЭС-З) [2]. В процессе работы в реакторных установках под действием нейтронов происходило образование трития в ядерном топливе, теплоносителе, конструкционных материалах и материалах биологической защиты. Возможный годовой выход трития в окружающую среду составлял от 2.5 10² до 2.5 10³ Ки [2]. Наибольший вклад в наработку трития внесли ядерные установки с реактором АМ-1, наземный прототип АПЛ с уран-бериллиевым топливом и реактор на быстрых нейтронах БР-10. Основная часть трития поступала в окружающую среду в парогазовых выбросах. Миграция трития в реакторной установке БР-10 с натриевым теплоносителем имеет свои особенности. Тритий из твэлов, работающих при 500-600°С, легко проникает в натрий с образованием тритида натрия, ~50% которого концентрируется в холодных ловушках вместе с водородом и кислородом. Остальная часть трития через тонкостенные теплообменники с сильно развитой поверхностью проникает в окружающую среду, поэтому при переводе натрия холодных ловушек в более инертную окисную форму возможен локальный выброс трития.

Другим источником трития являются тритиевые мишени, которые предназначены для получения потоков нейтронов на ускорительных установках и представляют собой диски диаметром от 10 до 45 мм и толщиной от 0,4 до 2 мм с нанесенным гидридом (тритидом) титана толщиной 0,5÷10 мкм, активностью от 0,1 до 60 Ки. Скорость десорбции трития с радиоактивной части мишени составляет ~ 1·10⁶ Бк/м² ч. Всего, начиная с 1960 г., в хранилищах твердых РАО находятся сотни мишеней, которые являются постоянным источником поступления трития в окружающую среду [2]. При хранении мишеней идут следующие процессы выхода трития в окружающую среду.

• Испарение трития в окружающую среду.

• Диффузия трития в тритиде через оболочку упаковки и бетонные стенки хранилища. Тритий, как и водород, проявляет высокую диффузионную подвижность даже в таких твердых телах как бетон и металлы. Его коэффициент диффузии ~ 1.10⁻⁵ см²/с соизмерим с коэффициентом диффузии атомов в жидкой фазе.

• Химическое взаимодействие с кислородом, водой и продуктами разложения компонентов ТРО, хранимых вместе с мишенями. При контакте мишени с водой усиливаются обменные реакции с участием трития и радикалов воды H_3O^+ ; $H_7O_4^-$; $H_9O_4^+$. Продукты разложения повышают коррозионную агрессивность среды хранилищ.

 Выход трития за счет собственного β-излучения. Электроны с энергией до 18 кэВ, образующиеся при радиоактивном распаде трития, выбивают атомы трития с поверхности мишени, т.к. энергия электронов почти в 6 раз превышает энергию связи атома трития в тритидах.

 Ускорение выхода трития под влиянием радиационного облучения. Радиационное разрушение материалов ускоряет коррозию сталей, металлов в результате образования коррозионно-агрессивных примесей, которые увеличивают скорость деградации тритиевых мишеней. Наличие γ-полей в хранилище вызывает радиационно-стимулированную диффузию; при этом коэффициент диффузии водорода (трития) в сталях, в гидридах увеличивается на несколько порядков.

АНАЛИЗ СОДЕРЖАНИЯ ТРИТИЯ В ОБЪЕКТАХ ОКРУЖАЮЩЕЙ Среды

Для исследования содержания трития и динамики его распространения на территории промплощадки ГНЦ РФ-ФЭИ проводится анализ содержания трития в контрольных скважинах, хранилищах РАО, водах, воздухе и снеге на территориях ФЭИ и ближней зоны.

Вода из контрольных скважин отбиралась специальным пробоотборником. Водяные пары аккумулировались с помощью цеолита. Выдержка цеолита для насыщения его водяным паром составляла не менее 10 суток. Пробы воды и отогнанной из цеолита влаги подвергались двукратной перегонке и в полученных после перегонки растворах определялось содержание трития на радиометрах РКБ-07 и РЖС-05 с примерно одинаковыми физико-техническими характеристиками. Для снижения естественного фона радиометры помещались в защитную камеру, обеспечивающую снижение естественного фона до 20 раз. Погрешность измерений не превышала 30%. Отбор снега с каждой выбранной точки проводили в полиэтиленовые пакеты со всей глубины снежного покрова. Снег растапливали при комнатной температуре и такую воду помещали в герметично закрытые сосуды. После фильтрации и перегонки из подготовленной пробы брали 1 мл, который смешивался с 6 – 9 мл жидкого сцинтиллятора. Смесь заливали в стандартную измерительную кювету. Измерения проб воды также проводились в МИФИ на прецезионном жидкосцинтилляционном бета-спектрометре QUANTULUS 1220. Определение скорости счета спектрометра в "тритиевом" окне осуществлялось с помощью программ, обслуживающих спектрометрическую установку («WinQ» и «EASY View», Wallac Oy, Finland). Эффективность регистрации излучения трития определялась с помощью аттестованных источников, поставляемых для калибровки спектрометрической установки. Погрешность калибровки по эффективности составляет менее 5% для доверительного интервала 68%.

На первом этапе исследований определяли концентрации трития в контрольных скважинах и в ячейках поверхностных хранилищ твердых отходов. Поверхностные хранилища твердых радиоактивных отходов - это железобетонные каньоны глубиной 6 м и общим объемом ~ 18·10³ м³, разделенные на отдельные ячейки. Сверху ячейки закрыты бетонными плитами толщиной 10 см. Вблизи хранилищ имеются 12 контрольных скважин глубиной от 8 до 12 м. Содержание трития в водяных парах атмосферы емкостей ТРО изменялось в широких пределах от фоновых значений до 2,0·10⁷ Бк/л для разных ячеек и в зависимости от погодных условий. При этом было отмечено, что попадание влаги в емкости при дождливой погоде увеличивает выход трития. В сухую погоду скорость выхода трития из ТРО в окружающую среду уменьшается. В контрольных скважинах содержание трития в воде и водяных парах значительно меньше, чем в емкостях хранилища ТРО и колеблется от фонового значения до 10⁵ Бк/л.

В табл.1 представлены результаты измерений ГНЦ РФ-ФЭИ и МИФИ концентраций трития в одних и тех же пробах воды контрольной скважины, конденсатов

Таблица 1

Концентрации трития (Бк/л) в воде контрольнонаблюдательной скважины хранилища ТРО, в конденсатах переработки жидких радиоактивных отходов (ЖРО) и в питьевой воде цеха радиоактивных отходов (ЦРО) ГНЦ РФ-ФЭИ

Объект исследования	РЖС-05, РКБ-07	QUANTULUS 1220
Скважина № 5	9800 <u>±</u> 2450	9500±950
Конденсат переработки ЖРО	4430±1330	4600 <u>+</u> 460
Питьевая вода в ЦРО	< 450 (предел обнаружения)	550±40

переработки жидких радиоактивных отходов и питьевой воды Центрального водозабора ГНЦ РФ-ФЭИ.

Табл.1. иллюстрирует удовлетворительную сходимость данных интеркалибровки.

Из компонентов окружающей среды проведен анализ содержания трития в снеге, воде и водяных парах. Наибольшую активность трития в снеге до 17·10³ Бк/кг талой воды обнаружили на верхних плитах хранилища твердых радиоактивных отходов. Содержание трития в снеге вблизи периметра территории ГНЦ РФ-ФЭИ и на расстоянии до 2 км соизмеримы и составляют в среднем ~ 1,5·10³ Бк/кг талой воды. Принимая во внимание плотность снега 0,2 г/см³ в начале зимы и 0,35 г/см³ к концу зимы, а также то, что за зимний период в Обнинском регионе величина запаса воды в снеге в среднем составляет 100 мм при интервале колебаний от 45 до 180 мм, получаем, что общее количество трития на 1 км² снежного покрова составит ~ 1,5·10¹¹ Бк. Результаты измерений концентрации трития в снежном покрове представлены в табл.2.

В табл.3 представлены данные измерений на установке QUANTULUS 1220 концентрации трития в воде девяти родников и водоисточниках, используемых ГНЦ РФ-ФЭИ.

Точка отбора	Активность,
	Бк/л, ×10 ³
Хранилище ТРО	
Середина крышки хранилища	17,2
юго-восточный угол крышки	12,0
северо-восточный угол крышки	6,3
юго-западный угол крышки	3,0
северо-западный угол крышки	5,6
Завод «Стекольный»	1,1
д. Белкино	1,4
д. Кривское	1,5
д. Машково	1,6
д. Городня	1,1
Южный склон Пяткинского холма *	
5 точек	1,2 – 2,1

Таблица 2 Содержание трития в снежном покрове Обнинского региона

* точки пробоотбора на склоне холма располагались параллельно южной части периметра ГНЦ РФ-ФЭИ на расстоянии 10 – 20 м от него.

Таблица З

Результаты измерений ^зН в пробах воды в ноябре 2002 г.*

Наименование места отбора пробы	Концентрация ^з Н, Бк/л
Родники	От 3±1,2 до 150±10
Скважина №5	9500±950
Химический лабораторный корпус (питьевая вода)	600±40
ЦРО (питьевая вода)	600±40
ЦРО (конденсат)	4600±460
ЦРО (конденсат)	4200±420

* Погрешности измерений приведены для доверительного интервала 68%

Для обеспечения города водой на расстоянии 5 – 10 км от промплощадки ГНЦ РФ-ФЭИ сооружен ряд водозаборов, которые эксплуатируют протвинский, окскотарусский водоносные подземные горизонты. В последние годы в некоторых водозаборах зарегистрировано появление техногенного трития (табл.4). Характерные значения концентраций трития естественного происхождения для водоносных горизонтов обычно составляют десятые доли Бк/л [3].

Из табл. 4 видно, что наблюдается тенденция понижения концентрации трития в воде водозаборов по мере удаления скважин от промплощадки ГНЦ РФ-ФЭИ. Представленные значения ниже установленных уровней вмешательства, составляющих 7700 Бк/л для неорганических соединений трития и 3300 Бк/л для органически связанного трития [4].

Поступление трития в месторождения подземных вод связано с особенностью гидрогеологической структуры местности. Окско-тарусский водоносный горизонт в пределах промзоны перекрыт стешевским водоупором толщиной 4+12 м, кото-

Таблица 4

Содержание трития в воде скважин городских водозаборов по данным НПО «Тайфун»

№№ ⊓/п	Название водозабора	Дата отбора	Водозабор м ³ /сут, ×10 ³	Расстояние от промплощадки, км	Среднее значение активности, Бк/л
1.	Центральный	28.10.2000 г.			1330
		09.04.2001 г.	2,7	0,5	2160
2.	Самсоновский	06.12.1999 г.			11
		10.12.1999 г.	6,1	2,5	57
		31.03.2000 г.			73
3.	Добринский	02.12.1999 г.			4,0
		28.10.2000 г.	35,0	3,5	490
4.	Вашутинский	06.12.1999 г.			5,0
		09.12.1999 г.	34,6	7,5	5,0
		10.12.1999 г.			2,5
		02.02.2000 г.			4,5

рый разделяет его от протвинского водоносного горизонта. Вышележащий протвинский водоносный горизонт мощностью до 12 м на территории ГНЦ РФ-ФЭИ полностью осушен. Выше по разрезу встречаются в четвертичных отложениях межморенные грунтовые воды, которые отделены верейскими глинами и водоупорными суглинками московских ледниковых отложений. Межморенные воды вскрыты скважинами и многочисленными колодцами глубиной 4–12 м. Питание вод осуществляется за счет инфильтрации атмосферных осадков и техногенного питания: за счет протечек ливневых вод и за счет утечек из водопроводных и промышленных сетей. Долина реки Протвы имеет постоянную гидравлическую связь между подземными и поверхностными водами. Режим водообмена зависит от масштаба водоотбора из окско-тарусского водоносного горизонта. В результате активной работы нескольких групповых скважин пьезометрический уровень водоносного горизонта в районе г. Обнинска понизился на 30 и более метров. В результате этого возникли внутрипластовые перетоки в направлении, обратном естественному стоку подземных вод. Пьезометрические воронки, образовавшиеся на водозаборах г. Обнинска, осложняются крупной, возникшей в московском артезианском бассейне, региональной депрессией, имеющей поперечник ~ 200 км и общее понижение пьезоуровней к центру в районе г. Москвы.

Таким образом, так называемые подземные «природные» воды являются в конечном счете отфильтрованными поверхностными водами. Уровень загрязнения подземных вод, в том числе и тритием, зависит от содержания полютантов в почвах и поверхностных водах и от эффективности геохимических барьеров, препятствующих загрязнению подземных вод. Данные результаты согласуются с материалами работы [5], в которой показано, что водозаборы в Обнинском регионе построены необоснованно, т.к. водоносные горизонты в этом районе безнапорные, а значит подвержены быстрому истощению.

В связи с отмеченными обстоятельствами необходимо продолжить мониторинг трития, оценить скорость поступления трития в окружающую среду, исследовать временные изменения его концентраций, изучить механизмы его миграции и разработать рекомендации по локализации источников загрязнения.

Литература

1. Радиационная обстановка на территории России и сопредельных государств в 1995 г. Ежегодник/*Под ред. К.П. Махонько.*- Обнинск: НПО «Тайфун», 1996.

2.*Старков О.В., Моисеева О.В.* Пространственно-временная миграция трития на территории промплощадки ГНЦ РФ-ФЭИ и ее окрестностях//Информационный бюллетень. Ядерная и радиационная безопасность России. - 2002. - №2 (5). - М.: ЦНИИатоминформ. - С. 64–75.

3. *Чеботина М.Я.* Тритий в компонентах биосферы. В сб.: Поведение радиоизотопов в водоемах и почвах. - Свердловск: Институт экологии растений и животных УНЦАН СССР, 1983. - С. 3-21.

4. Радиационная безопасность населения//Библиотечка Российской газеты. - 2000. - №10. -160 с.

5. Епищев О.А. Взаимосвязь поверхностных и подземных вод на территории Калужской области. Известия Калужского общества изучения природы (КОИП) местного края. Книга пятая. - Калуга, 2002. - С. 217-219.

Поступила в редакцию 15.01.2003

УДК 621.039.51

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПРОСТРАНСТВЕННО- ВРЕМЕННОЙ КИНЕТИКИ БОЛЬШИХ РЕАКТОРОВ

В.И. Наумов

P

Московский инженерно-физический институт (технический университет), г. Москва

На примере модели плоского одномерного реактора демонстрируется формирование пространственного распределения нейтронов в больших реакторах в переходных процессах при локальных изменениях размножающих свойств. Метод анализа основан на разложении плотности нейтронов в реакторе в ряд Фурье.

Приводятся результаты расчетов в приближениях с одной и шестью группами эмиттеров запаздывающих нейтронов. Показано, что при введении отрицательной реактивности возможны ситуации, когда асимптотическое пространственное распределение плотности нейтронов в реакторе практически не устанавливается.

Традиционные представления о кинетике ядерных реакторов, развитые на основе «точечной» модели и послужившие основой для введения таких классических понятий как период и реактивность, вполне оправдывающие себя в приложении к реакторам малых размеров, требуют дополнительного анализа условий применимости в случае больших реакторов. Критерием размера реактора может служить отношение его характерного размера к длине миграции Н/М. Если в реакторах малых размеров основным формообразующим фактором для распределения плотности нейтронов и плотности энерговыделения является утечка нейтронов, то в реакторах больших размеров (H/M ~40-50 и более) основным формообразующим фактором являются распределенные размножающие свойства активной зоны. При этом, чем больше размер и меньше утечка нейтронов, тем выше чувствительность распределения плотности нейтронов и плотности энерговыделения к небольшим локальным изменениям размножающих свойств. Классическим примером этой высокой чувствительности являются ксеноновые колебания пространственного распределения энерговыделения, возникающие в больших уран-графитовых реакторах и вызываемые небольшими локальными изменениями концентрации ксенона-135.

Реакторы больших размеров, как правило, имеют распределенную систему регулирующих стержней, перемещение которых способно вносить локальные вомущения в размножающие свойства и приводить к заметным деформациям распределения плотности нейтронов. Определение «весов» регулирующих стержней так или иначе связано с необходимостью учета изменения пространственного распределения плотности и ценности нейтронов. При этом, естественно, «вес» одного и того же стержня в большом реакторе может быть различным в зависимости от конкретной ситуации

[©] В.И. Наумов, 2003

и исходного распределения плотности нейтронов. При использовании для обработки экспериментальной информации подходов, базирующихся на моделях точечной кинетики необходимо, по меньшей мере, иметь представление о порядках времен, при которых в большом реакторе устанавливается новое асимптотическое распределение, характерное для нового, измененного состояния активной зоны и допускающее разделение временной и пространственных переменных.

Для качественного анализа пространственно-временной кинетики больших реакторов может быть использован известный метод, первоначально развитый Е. Вигнером (см., например, [1]), основанный на разложении функций плотности нейтронов и концентрации ядер-эмиттеров запаздывающих нейтронов в ряд Фурье по собственным функциям волнового уравнения. Главное достоинство развитого метода состоит в возможности сведения задачи пространственно-временной кинетики к решению серии уравнений «точечной» кинетики для коэффициентов ряда Фурье (моментов функции распределения), зависящих от времени и дающих возможность оценки времен переходных процессов при формировании асимптотического пространственного распределения плотности нейтронов и концентрации ядер-эмиттеров. В [2] этот метод использован для качественной демонстрации пространственно-временных процессов в больших реакторах на основе простой модели с одной группой эмиттеров запаздывающих нейтронов, позволяющей получить аналитические решения. В данной статье приведены результаты сравнительного численного анализа пространственно-временных переходных процессов на примере одномерной плоской модели большого реактора с размером *H* с одной и шестью группами эмиттеров.

Основы методики анализа состоят в следующем. Плотность нейтронов и концентрации ядер-эмиттеров запаздывающих нейтронов представляются в виде

$$n(t, x) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(t) \cdot \sin(k+1) \frac{\pi x}{H},$$

$$C_i(t) = \sum C_{ik}(t) \cdot \sin(k+1) \frac{\pi x}{H}.$$
(1)

Для моментов с номером $k n_k(t)$ и $C_{ik}(t)$ могут быть записаны уравнения «точечной» кинетики:

$$\frac{dn_{k}(t)}{dt} = \frac{\rho_{k} - \beta}{\Lambda} n_{k}(t) + \sum_{i=1}^{6} \lambda_{i} C_{ik}(t),$$

$$\frac{dC_{ik}(t)}{dt} = \frac{\beta_{i}}{\Lambda} n_{k}(t) - \lambda_{i} C_{ik}(t),$$
(2)

где использованы традиционные обозначения: Λ - время генерации, λ_i - постоянная распада *i*-ой группы ядер-эмиттеров запаздывающих нейтронов, а «реактивность» *k*-го момента определяется как

$$\rho_{k} = \rho_{0} - \frac{(\alpha_{k}^{2} - \alpha_{0}^{2})M^{2}}{1 + \alpha_{0}^{2}M^{2}} (1 - \rho_{0}), \qquad (3)$$

где $\alpha_0^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$, $\alpha_k^2 = (k+1)^2 \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$.

Как видно из выражения для «реактивности», при k=0 $\rho_k = \rho_0$, т.е. представляет собой реактивность в обычном понимании точечной кинетики для основной собственной функции распределения плотности нейтронов. Для всех высших моментов $\rho_k < \rho_0$ и, как правило, отрицательны.

В настоящем анализе задача ставится следующим образом. Плоский одномерный реактор с однородными свойствами, имеющий запас реактивности, находится в критическом состоянии и скомпенсирован стержнями управления, введенными в активную зону неравномерно, таким образом, что распределение плотности нейтронов и соответственно концентраций ядер-эмиттеров может быть представлено двумя первыми членами ряда Фурье - нулевой и первой гармониками (перекос первого порядка):

$$n(0, x) = n_0(0) \cdot \sin\frac{\pi x}{H} + n_1(0) \cdot \sin\frac{2\pi x}{H}.$$
 (4)

Отношение $\frac{n_1(0)}{n_0(0)}$ при условии положительности решения не может превышать

значения 0.5, соответствующего максимальному перекосу. При этом отношение амп-

литуд первой и нулевой гармоник в точке максимума первой гармоники (при $x = \frac{H}{4}$)

равно 0.707. В момент t = 0 стержни перемещаются таким образом, что их положение в активной зоне становится равномерным, а реактор при этом либо остается критическим, либо выводится из критического состояния с положительной или отрицательной реактивностью. Требуется найти время, по истечении которого отношение

амплитуд $\frac{n_1(t)}{n_0(t)}$ в точке максимума первой гармоники достигнет значения 0,01 (1%

от основной гармоники). Для определенности в приведенном ниже примере размер

активной зоны принят равным $\frac{H}{M} = 50$, а доля запаздывающих нейтронов β =0,0065

(0,65%). Расчеты выполнялись с помощью программ учебного практикума по динамике ядерных реакторов [3]. В табл. 1 приведены результаты анализа пространственно-временного переходного процесса в моделях с одной эффективной группой и с шестью группами ядер-эмиттеров запаздывающих нейтронов.

Таблица 1

ρ/β	0	0,2	0,5	-0,2	-0,5
t (1 группа), с	61	45	22	85	120
t (6 групп), с	95	35	10	300	-

Как видно из данных табл. 1, переходный процесс формирования собственного асимптотического распределения плотности нейтронов после внесения локальных возмущений занимает достаточно длительное время. Физическое объяснение этого феномена состоит в том, что для формирования асимптотического распределения плотности нейтронов необходимо формирование и асимптотического распределения концентраций ядер-эмиттеров, имеющих время жизни, существенно превышающее время жизни нейтронов. Интересно, что даже в том случае, когда реактор остается в критическом состоянии, время переходного процесса перестройки исходного распределения в асимптотическое занимает более одной минуты. Следует обратить внимание на значительное различие между оценками, полученными в моделях с одной и с шестью группами эмиттеров. Это объясняется различным вкладом короткоживущих и долгоживущих эмиттеров в процесс формирования распределения плотности нейтронов при положительной и отрицательной реактивностях, который не учитывается в приближении с одной группой эмиттеров. Эффект, связанный с влиянием отдельных групп эмиттеров, особенно заметен в случаях введения отрицательной реактивности. Так, при отрицательной реактивности, равной –0.2β, время достижения заданного критерия в модели с шестью группами почти в четыре раза больше, чем в модели с одной группой, и составляет 300 с (5 минут). При отрицательной реактивности –0.5β асимптотическое распределение практически не устанавливается. Объяснение этого эффекта состоит в том, что при больших отрицательных реактивностях соответствующие отрицательные асимптотические периоды для основной и первой гармонических составляющих близки между собой и стремятся к времени жизни самой долгоживущей группы ядер-эмиттеров (80 с).

Более полное представление о характере изменения отношения амплитуд первой и нулевой гармонических составляющих при отрицательных реактивностях можно

получить из графиков на рис. 1, на которых представлены зависимости $\frac{n_1(t)}{0,707n_0(t)}$ (в



Рис.1. Отношения амплитуд первой и нулевой гармонических составляющих плотности нейтронов как функций времени. Вариант «А» соответствует размеру H/M =20; вариант «Б» - размеру H/M=50. 1: ρ = 0; 2: ρ = - 0,5 β ; 3: ρ = - 1,0 β ; 4: ρ = - 3,0 β

точке максимума первой гармоники) как функции времени для вариантов с разной величиной вводимой реактивности и для разных размеров активной зоны $\frac{H}{M}$, рав-

ных 20 и 50. Исходное значение $\frac{n_1(0)}{0,707n_0(0)}$ во всех вариантах равно 0,7.

Полученные результаты дают качественное представление о пространственновременных переходных процессах в больших реакторах и о масштабах временных интервалов, по истечении которых устанавливаются асимптотические распределения, допускающие использование модели точечной кинетики.

Чувствительность пространственного распределения плотности нейтронов к локальным возмущениям размножающих свойств можно продемонстрировать на следующем методическом примере. Подставляя решение (4) в одногрупповое уравнение, описывающее пространственное распределение плотности потока нейтронов в плоском критическом реакторе

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} + \frac{k_{\infty}(x) - 1}{M^2}\Phi(x) = 0, \qquad (5)$$

можно решить обратную задачу о распределении коэффициента размножения, реализующего заданное распределение плотности нейтронов. При этом максимальное значение k_{∞} позволяет определить тот запас реактивности реактора, который дает потенциальную возможность изменять пространственное распределение плотности нейтронов в заданных пределах. Для рассматриваемого случая представления плотности нейтронов в виде двух первых гармоник выражение для максимального значения k_{∞} имеет вид

$$k_{\infty}^{\max} = k_{\infty}(0) = 1 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 M^2 \frac{1 + 8\gamma_1}{1 + 2\gamma_1}, \qquad (6)$$

где $\gamma_1 = \frac{n_1(0)}{n_0(0)}$. При γ_1 =0 коэффициент размножения минимален и компенсирует утеч-

ку нейтронов, соответствующую нулевой гармонической составляющей. Чем больше параметр γ_1 , т.е. чем больше перекос плотности нейтронов, тем больше должна быть и величина коэффициента размножения и соответственно запаса реактивности на стержнях управления, которые должны быть неравномерно введены в активную зону для обеспечения стационарного состояния. Эффективный коэффициент размножения для реактора с распределением плотности нейтронов, соответствующим основной гармонике,

$$k_{3\phi} = \frac{1 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 M^2 \frac{1 + 8\gamma_1}{1 + 2\gamma_1}}{1 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 M^2},$$
(7)

или после простых преобразований

$$k_{g\phi} = \frac{\frac{1}{\pi^2} \left(\frac{H}{M}\right)^2 + \frac{1 + 8\gamma_1}{1 + 2\gamma_1}}{\frac{1}{\pi^2} \left(\frac{H}{M}\right)^2 + 1}.$$
 (7a)

Как видно из выражения (7а), требуемый эффективный коэффициент размноже-

ния и соответственно требуемый запас реактивности зависят от двух параметров: <u></u> М

и γ_1 . В табл. 2 представлены величины требуемых запасов реактивности для обеспечения заданного перекоса распределения плотности нейтронов как функции названных параметров. Величину требуемого запаса реактивности, выраженного в процентах, можно сопоставить с величиной доли запаздывающих нейтронов β. Приняв, например, долю запаздывающих нейтронов равной 0,65%, можно видеть, что для создания перекоса (деформации) распределения плотности нейтронов, соответствую-

щего параметру γ_1 =0,1, в реакторе с $\frac{H}{M}$ = 10 требуется запас реактивности порядка

 7β , в то время как для реактора с $\frac{H}{M} = 50$ достаточно всего 0,3 β . Для максимального

перекоса, соответствующего γ_1 =0,5, для реакторов тех же размеров требуется соответственно порядка 20β и порядка 1β.

Таблица	2
---------	---

$\frac{H}{M}$ γ_1	0,1	0,3	0,5
10	4,3%	9,2%	11,9%
30	0,54%	1,2%	1,6%
50	0,20%	0,44%	0.59%
100	0,05%	0,11%	0,15%

Результаты табл. 2 демонстрируют рост чувствительности пространственного распределения плотности нейтронов к локальным возмущениям по мере увеличения размеров активной зоны реактора.

Из приведенных результатов следует, по меньшей мере, один важный вывод: пространственно-временные процессы, связанные со значительной трансформацией пространственного распределения плотности нейтронов, не могут быть корректно описаны с помощью единственного параметра – реактивности. В рассмотренной модели, претендующей только на качественный анализ переходных процессов, потребовалось введение понятия реактивности для высших гармонических составляющих плотности нейтронов. Возможно, могут быть развиты альтернативные подходы, способные дать более адекватное компактное описание нестационарных пространственно-временных процессов, которые могли бы служить моделями для интерпретации экспериментальных данных, получаемых из реальных объектов.

Литература

1. Cacuci D.G. On Perturbation Theory and Reactor Kinetics: From Wigner's Pile Period to Accelerator Driven Systems. PHISOR 2002, Seoul, Korea, October 7-10, 2002.

2. Наумов В.И. К обоснованию использования модели точечной кинетики при скачках реактивности//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1995. - №4. - С. 4.

3. Наумов В.И., Смирнов В.Е. Моделирование нестационарных процессов в ядерных энергетических установках. – М.: МИФИ, 1990.

Поступила в редакцию 21.03.2003

УДК 621.039.5:621.039.553.34

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕМОНОТОННЫХ ПРОФИЛЕЙ ПАРО(ГАЗО)СОДЕРЖАНИЙ В ПУЗЫРЬКОВЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ НА ГИДРОДИНАМИКУ И ТЕПЛООБМЕН. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ*

В.К. Артемьев, Ю.Н. Корниенко

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск

P

В работе изложены результаты тестирования предложенных ранее двухмерной численной модели и методики расчета двухфазных потоков пузырьковой структуры на основе одножидкостной модели [1], а также исследование гидродинамики и теплообмена включая низкие массовые скорости при подъемном и опускном движениях теплоносителя. Проведенное сравнение с имеющимися опытными данными по профилям скорости, температуры, коэффициентам трения и теплообмена показало их вполне удовлетворительное совпадение включая режимы с аномальным влиянием седлообразных профилей газосодержания на вязкие напряжения.

введение

Процессы переноса импульса и тепла в двухфазных потоках тесно связаны с пространственным распределением таких фазовых характеристик как профили скорости, температуры и истинного объемного паро(или газо)содержания. Поэтому разрабатываемые физико-математические модели должны учитывать неодномерный характер распределений этих переменных и, следовательно, описываться на основе двухили трехмерных законов сохранения массы, импульса и энергии. Для течений турбулентных двухфазных потоков пузырьковой структуры в круглых трубах такая модель и численная методика предложены в [1]. Она ограничена рассмотрением потоков с малой объемной и массовой долей легкой фазы, а также низким уровнем давлений, что позволяет использовать одножидкостное приближение. Достоинствами предложенных методики и алгоритма являются возможности описания эффектов "тонкой структуры" на сетках с высоким разрешением, что является существенным для решения внутренних задач гидродинамики и теплообмена в потоках со сложной структурой.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 02-01-96022).

[©] В.К. Артемьев, Ю.Н. Корниенко, 2003

Главной целью настоящей работы было тестирование предложенных ранее двухмерной численной модели и методики расчета двухфазных потоков пузырьковой структуры [1] на основе одножидкостной модели с переменной плотностью и теплофизическими свойствами, а также исследование гидродинамики и теплообмена включая низкие массовые скорости при подъемном и опускном движениях теплоносителя.

ЛОКАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ДВУХФАЗНЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ ПОТОКАХ. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТОВ

Достижения в области микроминиатюризации датчиков для измерений скорости, температуры, газосодержания и других параметров, а также в сборе и компьютерной обработке больших массивов информации обусловили успехи экспериментальных исследований в области гидродинамики и теплообмена в потоках сложной структуры [2]. Полученные в экспериментах локальные распределения параметров представляют исключительную ценность для решения проблем верификации разрабатываемых физико-математических моделей явлений пространственного переноса импульса и тепла, а также для тестирования создаваемых расчетных программ.

В последние годы выявлено существование профилей с различной формой истинного объемного газосодержания в поперечном сечении канала и их значительное влияние на гидродинамические и тепловые характеристики [2-5] потока теплоносителя. Создание адекватных физико-математических моделей этих явлений представляется весьма актуальным как при разработке и оптимизации различных технологических процессов и режимов в нефтехимической промышленности, трубопроводном транспорте и других отраслях, так и в связи с анализом безопасности и исследованиями переходных и аварийных режимов в высоконапряженном оборудовании в обычной и ядерной энергетике; тем более, что в потоках с пониженными скоростями вынужденного восходящего течения обнаружены [2,3] немонотонные (седлообразные) профили газосодержания и сопровождающие их аномально высокие значения вязких напряжений, коэффициентов трения и теплообмена.

Ниже кратко представлены описания этих прецизионных экспериментов и необходимые геометрические характеристики. Более детальные представления методик измерений, датчиков и систем обработки сигналов можно найти в цитируемой литературе. В [3, 4] исследовались распределения локальной скорости жидкости, истинного объемного газосодержания и пристенных вязких напряжений в изотермических двухфазных пузырьковых течениях: а) для восходящих потоков опыты проводились на трубе диметром 86.4 мм и длиной 4.8 м, б) для нисходящих потоков [4] – диаметром 42.3 мм и длиной 4.8 м. В [5] приведены экспериментальные данные по профилям скорости и температуры жидкой фазы для двухфазного пузырькового потока с боковым подогревом; диаметр трубы равнялся 16.9 мм, длина 4.14 м. Схемы экспериментальных участков с указанием необходимых размеров и мест расположения измерительных датчиков приведены на рис.1.

Предложенные в [1] математическая модель и численный метод для расчета двухфазных потоков послужили основой для развития двухмерного комплекса программ FLUID2D, который использован для численного моделирования двухфазных потоков, экспериментально исследованных в [3-5].

Численные исследования (схема расчетной области представлена на рис. 2) проводились при известном из эксперимента профиле газосодержания $\alpha(\rho)$, скорость на входе полагалась $u_{in} = u_f / (1 - \overline{\alpha})$, где $\overline{\alpha}$ - среднее по сечению газосодержание. Были поставлены следующие граничные условия:

на оси симметрии $u_r = 0$, $\partial u_z / \partial r = 0$, $\partial T / \partial r = 0$;



Рис. 1. Схемы экспериментальных рабочих участков для исследования двухфазных течений: а) изотермический восходящий поток [3]; б) изотермическое опускное течение [4]; в) рабочий участок с теплоподводом [5]; 1 - подвод воды; 2 - подвод воздуха; 3 - смеситель. Измерения: 4- пристенных вязких напряжений, 5 - локальной скорости и газосодержания; PR1, PR2 - локального газосодержания; T- локальной температуры (z=1.69 м [5])

на стенке r = R: $\vec{u} = 0$, $-k_w \partial T / \partial r = q_w$; $q_w = 0$ на участках АБ и ВГ и $q_w > 0$ на БВ; на входе $u_z = u_{in}$, $\partial u_r / \partial z = 0$, $T = T_{in}$;

на выходе $u_r = 0$, $\partial u_z / \partial z = 0$, $\partial T / \partial z = 0$.

В расчетах использовалась неравномерная сетка с числом узлов Nr×Nz=75×200 ячеек.

Для описания тонких пограничных слоев применялось логарифмическое сгущение к твердой стенке, т.е. узлы по радиальной координате вычислялись по формуле

$$r_{i+1/2} = \delta_1 (e^{h_1 i} - 1), \ i = \overline{1, N_1},$$

где $h_1 = \ln(1 + R / \delta_1) / N_1$, δ_1 - константа сгущения. Константа δ_1 выбиралась таким образом, чтобы первый шаг у твердой стенки равнялся заданному. Для правильного описания больших градиентов переменных в пограничных слоях значение первого шага от стенки принималось равным 10⁻⁵м. Сетка по *z*-координате была также неравномерной, но требования к ней не столь жесткие.

В [1] в формулу для дополнительной вязкости, обусловленной относительным движением пузырьков, входят две эмпирические константы. После проведения оптимизационных расчетов было найдено, что наилучшее согласие между расчетными и опытными данными имеет место при следующих значениях констант: *А*₁=0.6, *А*₂=32.



Рис. 2. Разбиение на участки и вид сетки

ГИДРОДИНАМИКА: РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ЖИДКОСТИ, ВЯЗКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ ТРЕНИЯ

Для сравнения с имеющимися локальными экспериментальными данными по профилям скорости, касательным (вязким) напряжениям и локальным газосодержаниям [3, 4] был проведен ряд численных экспериментов, в которых были получены поля давления, скорости, вязкие напряжения и коэффициенты трения при задании экспериментальных значений профилей газосодержания.

Основные режимные параметры, опытные и расчетные значения касательных напряжений, а также значения скорости на оси трубы приведены в табл. 1.

Таблица 1

N⁰	U [3] D [4]	β	U, м/с	^τ ві, Н/м²	$ au_{exp}, H/m^2$	τ _w ^{ca/} , Η/м ²	τ _{exp} /τ _{B/}	$\tau_w^{\ \ cal}/\tau_{Bl}$	U _c ^{exp} , м/с	U _c ^{cal} , м/с
1	U	0.15	0.221	0.187	1.65	0.78	8.81	4.19	0.29	0.27
2	U	0.25	0.221	0.221	1.54	0.69	6.97	3.12	0.30	0.29
3	U	0.068	0.441	0.617	3.40	3.24	5.51	5.25	0.47	0.48
4	U	0.087	0.442	0.622	3.56	2.30	5.72	3.70	0.52	0.47
5	U	0.15	0.442	0.681	3.36-4.00	2.54	4.85-5.87	3.74	0.53	0.53
6	U	0.20	0.442	0.733	2.93-3.75	1.23	4.00-5.12	1.68	0.67	0.49
7	U	0.118	0.785	1.803	7.70-8.00	7.11	4.27-4.44	3.95	0.90	0.87
8	U	0.127	0.785	1.846	7.50-8.20	5.79	4.05-4.43	3.14	0.95	0.89
9	U	0.076	1.1	3.082	8.30-9.20	9.21	2.69-2.99	2.99	1.28	1.27
10	U	0.091	1.17	3.35	9.20	7.79	2.75	2.32	1.35	1.28
11	D	0.084	1	3.20	3.97	4.81	1.24	1.49	-	-
12	D	0.039	1	2.95	3.24	3.53	1.10	1.20	-	-

Режимные параметры экспериментов [3, 4] и некоторые результаты расчетов

Примечание: U — восходящий поток, D-нисходящий поток; диаметр пузырьков $d_b = 2.5$ мм и их скорость всплытия $u_b=0.25$ м/с.

Разработанный численный метод решения задач гидродинамики в естественных переменных позволяет получать поле давления во всей расчетной области и затем рассчитать коэффициент трения по формуле

$$\lambda(z) = \frac{\overline{p}(z) - \overline{p}_0}{1/2\rho \overline{u}_{in}^2} \frac{D}{z},$$
(1)

где D – диаметр трубы, z – расстояние от входа, $\overline{p}(z)$ - среднее по сечению давление, $\overline{p}_0(z)$ - среднее давление на входе, ρ - плотность, \overline{u}_{in} - средняя скорость на входе.

Коэффициент сопротивления для однофазного течения в гладкой трубе рассчитывался по формуле Блазиуса

$$\lambda_0^{Bl} = 0.3164 \cdot \text{Re}^{-0.25}$$
, (2)

где $\operatorname{Re} = \overline{u}_{in} D / v$. Касательное напряжение рассчитывалось по формуле

$$\tau_w = -\mu_w \frac{\partial u_z}{\partial r}, \qquad (3)$$

где μ_w - динамическая вязкость вблизи стенки. Известно, что для развитого течения

$$\tau_w = -\mu \frac{\partial u_z}{\partial r} = \frac{p_1 - p_0}{z} \frac{R}{2} = \frac{\lambda}{8} \rho \overline{u}^2.$$
(4)

В численных экспериментах равенство (4) выполнялось с хорошей точностью только при достаточно подробном разрешении пограничного слоя.

На рис. 3-7 представлены сравнения: a) распределений скорости жидкой фазы в поперечном сечении круглой трубы, рассчитанных по настоящей методике [1] с имевшимися экспериментальными данными [3, 4], а также б) распределений по высоте рабочего участка относительных коэффициентов трения, полученных как отношение коэффициента трения в рассчитываемом двухфазном потоке к его значению по соотношению Блазиуса. Пунктирной линией на этих рисунках показаны опытные значения величин истинного объемного газосодержания. Они являются входными данными при расчетах гидродинамики и теплообмена в методике [1].

На рис. 3 приведены распределения скорости жидкости и коэффициента трения в однофазном потоке при входной скорости \overline{u}_{in} =0.442 м/с. Результаты сравнения расчетных и опытных данных, полученные для других чисел Рейнольдса, также пока-



Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей скорости жидкой фазы [3] - а) и коэффициента трения - б) для однофазного течения U=0.442 м/с, Re=38200: - - эксперимент; 1 – усредненный коэффициент трения, 2 – локальный коэффициент трения, 3 - λ_{Bla}-коэффициент трения Блазиуса, λ_{Bla}=0.0226



Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей скорости жидкой фазы [3] - а) и относительного коэффициента трения - б) для восходящего двухфазного течения β=0.118, U_f = 0.785 м/с: + - эксперимент; - - истинное объемное газосодержание; 1 – расчет; 2- эксперимент



Рис. 5. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей скорости жидкой фазы [3] - а) и относительного коэффициента трения - б) для восходящего двухфазного течения β=0.0685, U_f = 0.44 м/с: **+** - эксперимент; - - истинное объемное газосодержание; 1 – расчет; 2- эксперимент



Рис. 6. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей скорости жидкой фазы [4] - а) и относительного коэффициента трения - б) для опускного двухфазного течения β=0.084, U_f = 1 м/с: - эксперимент; - - истинное объемное газосодержание; 1 – расчет; 2- эксперимент

зали весьма хорошее совпадение.

Иллюстрации, относящиеся к подъемному течению пузырькового потока (рис. 4 и 5), показывают хорошее соответствие расчетных и опытных распределений как профиля скорости жидкой фазы, так и относительного коэффициента трения. Дополнительно можно отметить (см. табл. 1), что значения относительных вязких напряжений в расчете и эксперименте также оказываются в довольно хорошем соответствии для средних и высоких приведенных скоростей жидкой фазы на входе и низких величинах расходного объемного газосодержания β<0.15÷0.20. Это согласие расчетных и опытных значений ухудшается по мере снижения скорости вынужденного течения жидкости на входе и повышения расходного объемного газосодержания. Этот факт говорит, во-первых, о недостаточности одножидкостного приближения, а вовторых, о заниженных в расчете величинах градиентов скорости жидкой фазы в пристенной зоне. Подтверждением последнего заключения является хорошее совпаде-



Рис. 7. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей скорости жидкой фазы [4] - а) и относительного коэффициента трения - б) для опускного двухфазного течения β=0.039, U_f = 1 м/с: - эксперимент; - - истинное объемное газосодержание; 1 – расчет; 2- эксперимент

ние опытных и расчетных значений скорости жидкости на оси потока (см. последние колонки табл. 1).

На рис. 6 и 7 приведено сопоставление результатов расчета и экспериментальных данных [4] для нисходящего течения. Профиль истинного объемного газосодержания в этих опытах (пунктирные кривые) оказывается выпуклым с нулевой концентрацией газа в пристенной зоне в отличие от седлообразного с максимумом газа у стенки при восходящем течении. Это приводит к вполне удовлетворительному соответствию расчетных и опытных значений скорости жидкости в пристенной зоне и к заметным их отличиям в зоне ядра потока. Отметим, что для нисходящих течений увеличение коэффициента трения не столь существенно, как для восходящих потоков, в которых наблюдается максимум профиля газосодержания у стенки.

ТЕПЛООБМЕН: ПРОФИЛИ ТЕМПЕРАТУРЫ ЖИДКОСТИ. ТЕПЛООТДАЧА

Для сравнения с имеющимися локальными экспериментальными данными по профилям скорости, температуры, вязким напряжениям и локальным газосодержаниям [5] был проведен ряд численных экспериментов, в которых были получены поля давления, вязких напряжений, скорости жидкой фазы и ее температуры при задании экспериментальных значений профилей газосодержания. В опытах [5] профиль газосодержания формировался с помощью "пористого" или капиллярного смесителя на входе в предвключенный участок, а измерение его осуществлялось в сечениях непосредственно перед участком с теплоподводом и сразу после него (см. рис. 1в). Закипание теплоносителя в приведенных условиях не происходило, поскольку средний подогрев его не превышал 8°C, что позволяло исследовать влияние профиля газосодержания на профиль температуры жидкой фазы и теплообмен со стенкой трубы. Входные экспериментальные параметры U_f, U_q – приведенные скорости жидкости и газа на входе, $\overline{\alpha}$ - средняя величина истинного объемного газосодержания, d_b – диаметр пузырьков, q_w – плотность теплового потока на участке подогрева, а также экспериментальные значения h_{TP}^{exp} - коэффициента теплоотдачи и T_{fb}^{exp} - температуры на выходе приведены в табл. 2*.

^{*} В [5] данные об измеренных температурах стенки не приведены

Таблица 2

В	ap.	U _f , м/с	U _g , м/с	α	dь, мм	q _w , кВт/м	h ^{ехр} , кВт/(м ² К)	<i>h</i> _{ГР} , кВт/(м ² К)	τ _{fb} ^{exp} , °C	<i>T</i> ^{cal} , °C	Τ _w ^{cal} , °C
;	а	0.93	0.13	0.11 2	2.4	117.4	5.79	6.58	13.6	13.4	29,4
	б	0.93	0.13	0.10 3	4.0	118.6	5.28	5.95	13.6	13.6	31.7
	в	0.93	0.33	0.19 1	2.8	118.6	6.94	6.89	13.7	13.3	29.6
	г	0.93	0.32	0.18 8	4.2	119.8	6.29	6.25	13.8	13.3	31.5

Режимные параметры экспериментов [5] и некоторые результаты расчетов

Для описания вектора плотности теплового потока в двухфазном турбулентном пузырьковом течении использовалась следующая формула

$$\vec{q} = -\left(k + c_{pf} \frac{\mu_t}{\Pr_t}\right) \frac{\partial T}{\partial \vec{n}},$$
(5)

где k и c_{pf} - коэффициент теплопроводности и теплоемкость смеси, вычисляемые по зависимости (8) из [1]; μ_t - турбулентная вязкость, рассчитываемая по модели, предложенной в [1]; Pr_t – турбулентное число Прандтля. В расчетах, результаты которых приведены на рис. 8, $Pr_t = 1$.

Были проведены численные эксперименты для вариантов входных данных, приведенных в табл. 2. При решении тепловой задачи соблюдалась точность выполнения интегрального баланса энергии порядка 1%, что выражается в хорошем согласии между экспериментальной T_{fb}^{exp} и расчетной T_{fb}^{cal} среднесмешанных в выходном поперечном сечении температур жидкой фазы.

На рис. 8 представлены результаты расчетов профилей температуры и их сравнение с экспериментальными данными [5] для вертикальных восходящих пузырьковых потоков при постоянной плотности теплового потока на стенке рабочего участка. Пунктирной линией показаны профили газосодержания. В целом, можно отметить хорошее совпадение расчета с экспериментом во всех четырех вариантах.

Коэффициент теплоотдачи на боковой стенке рассчитывался по формуле

$$h_{TP}^{cal} = \left(-k_{fw}\frac{\partial T_{w}}{\partial r}\Big|_{w}^{cal}\right) / \left(T_{w}^{cal} - T_{fb}^{cal}\right),$$
(6)

где k_{fw} - молекулярный коэффициент теплопроводности; T_w^{cal} - расчетная температура твердой стенки, получаемая в результате экстраполяции (на стенку) профиля температуры жидкой фазы в пристенной области; T_{fb}^{cal} - расчетная среднесмешанная температура на выходе из участка обогрева. Сравнение экспериментальных и расчетных коэффициентов теплоотдачи для рассмотренных двухфазных потоков показывает их вполне приемлемое соответствие - в целом, отличие не превышает 14% (см. табл. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты двухфазных турбулентных пузырьковых потоков и сопоставления с экспериментальными данными позволили протестировать расчетный код FLUID2D и показали работоспособность одножидкостной модели с учетом переменных свойств плотности и вязкости, устойчивость и сходимость неявного численного



Рис. 8. Профили температуры жидкости (соответствующие параметры течений указаны в табл. 2): + - эксперимент [5]; — - расчет по настоящей методике; — профиль газосодержания.

метода при использовании сильно неравномерных сеток. Важно отметить, что сильное сгущение у твердой стенки дает хорошее разрешение тонких гидродинамических и тепловых пограничных слоев, что позволяет в рамках принятых модельных представлений рассчитывать касательные напряжения, коэффициенты трения и теплоотдачи с высокой точностью.

Модель турбулентности, основанная на представлении вязкости в виде суммы двух составляющих, описывающих «сдвиговую» турбулентность и турбулентность, обусловленную относительным движением пузырьковой фазы, позволяет адекватно описывать пузырьковые течения при величинах объемного газосодержания β<0.15÷ 0.20 и значениях скоростей на входе более 0.4 м/с. Модель турбулентного теплообмена с учетом возмущающего действия пузырьковой фазы, построенная по аналогии с турбулентными вязкими напряжениями (по зависимости (5)), обеспечивает удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных профилей температуры и коэффициентов теплоотдачи. Расчеты показали лучшее согласие с опытными данными по коэффициенту теплоотдачи для более высоких значений газосодержания.

Расширение диапазонов применения настоящей методики как по массовой скорости, так и по расходным газосодержаниям требует дальнейшего совершенствования моделей турбулентного переноса импульса и тепла.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают благодарность Е.В. Корниенко за помощь при подготовке рукописи.

Литература

1. *Артемьев В.К., Корниенко Ю.Н.* Двухмерное численное моделирование двухфазных потоков пузырьковой структуры на основе одножидкостного описания // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2003. - № 1. – С. 88-96.

2. *Накоряков В.Е., Кашинский О.Н*. Турбулентная структура двухфазных газожидкостных потоков // Теплофизика и аэромеханика. – 1997. – Т. 4. - №2. - С. 115-127.

3. *Nakoryakov V.E., et al* Local Characteristics of Upward Gas-Liquid Flows // Int. J. Multiphase Flow. – 1981. - V. 7. - P. 63-81.

4. *Kashinsky O.N., Randin V.V.* Downward bubbly gas-liquid flow in a vertical pipe // Int. J. Multiphase Flow. - 1999. - V. 25. - P. 109-138.

5. Sekoguchi K., Sato Y., Tanaka O. Forced convective heat transfer in vertical air-water bubble flow // Bulletin of the JSME. – 1980. - V. 23. - № 184. - P. 1625-1631.

Поступила в редакцию 25.11.2002

УДК 621.039.517:621.039.54

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОГО ОБОСНОВАНИЯ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА БРЕСТ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАСЧЕТНОЙ МЕТОДИКИ ЛОКАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

В.С. Гольба, А.С. Шелегов

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск

P

Излагаются результаты экспериментальных и расчетных исследований теплогидравлических характеристик (неравномерности температуры) в неоднородных условиях, возникающих на границе подзон твэлов применительно к реактору БРЕСТ-ОД-300. Расчетные исследования проведены с использованием методики локального теплового источника [1-5], использующей модифицированный принцип суперпозиции температур. На основании этой методики разработан код CONTACT, частично верифицированный на экспериментальном материале. Расчеты проводились применительно к сборкам имитаторов твэлов, используемых в экспериментах [6-8], как с однородными, так и неоднородными геометрическими и тепловыми условиями (одинаковые и разные по зонам сборки диаметры имитаторов твэлов, наличие дистанционирующих решеток). Для определения температурных полей ставилась сопряженная задача теплообмена в сборке стержневых твэлов. Полученный расчетный материал может использоваться для непосредственных оценок температурных режимов твэлов активной зоны реактора БРЕСТ-ОД-300.

введение

Рассматриваемый в статье материал относится к проблеме расчетно-экспериментальных исследований теплогидравлики активной зоны реактора на быстрых нейтронах БРЕСТ-ОД-300 со свинцовым охлаждением, работа которого основана на принципе внутренне присущей безопасности и отвечает требованиям развития атомной энергетики на базе новых концепций ядерных реакторов и топливного цикла. Реактор БРЕСТ-ОД-300 предназначен для демонстрации ядерной технологии естественной безопасности, являющейся основой крупномасштабной ядерной энергетики следующего этапа. Реализация в проекте физических и химических качеств и закономерностей, присущих ядерному топливу, теплоносителю и другим компонентам ядерной системы, должна позволить детерминистически исключить аварии с радиоактивными выбросами, требующими эвакуации населения, одновременно упростив и уде-

© В.С.Гольба, А.С. Шелегов, 2003

шевив АЭС и резко снизив удельные расходы урана.

Исследования по теплогидравлическому обоснованию активной зоны реакторов типа БРЕСТ проводятся достаточно давно, и к настоящему времени накоплен определенный расчетный и экспериментальный материал в этой области [6-8]. Получены, в частности, данные по теплообмену для регулярных и нерегулярных квадратных решеток твэлов активной зоны реактора БРЕСТ-0Д-300. Эти данные использовались для верификации расчетного кода CONTACT, разработанного на основе методики [1-5], использующей функции влияния (или отклики температур) от действия локального теплового источника. При этом ставится сопряженная задача теплообмена "твэл – теплоноситель".

ПОСТАНОВКА СОПРЯЖЕННОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛООБМЕНА

Сопряженная задача теплообмена для сборки твэлов записывается в форме уравнений энергии для теплоносителя, уравнения теплопроводности для твэлов сборки и условий сопряжения на границе твэл-теплоноситель:

. .

$$div(\lambda \nabla t) = \rho C_p(w \nabla t) - q_v, \qquad (1)$$

$$div(\lambda \quad \stackrel{\frown}{\nabla} t) = -q_{\nu}, \tag{2}$$

$$\begin{cases} \left\{ t_{\mathcal{H}} \left(z=0 \right) = t_{\mathcal{H},\mathcal{B} \times} \right. \\ \left. t_{\mathcal{H}} \right|_{\Gamma} = t_{\mathcal{T} \mathcal{B}} \right|_{\Gamma} \\ \left. \lambda_{\mathcal{T} \mathcal{B}} \left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{\Gamma} = \lambda_{\mathcal{H}} \left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{\Gamma} \\ \end{cases}$$
(3)

Решение сопряженной задачи теплообмена (1)-(3) по предлагаемой методике модифицированного метода суперпозиции температур предполагает разбиение задачи на две составляющие: внутреннюю задачу для твэлов сборки и внешнюю задачу для теплоносителя, которые объединяются с помощью условия сопряжения (3) на границе твэл - теплоноситель.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Сопряженная задача теплообмена решалась для модельной сборки, состоящей из 25 (5×5) имитаторов твэлов, расположенных в квадратной решетке твэлов (s/d = 1,46) с использованием модифицированного принципа суперпозиции температур от действия локального источника тепла. Сборка охлаждалась модельным сплавом, эвтектикой Na-K (Na-22%, K-78%), у которой числа Pr близки к их значениям для свинцо-



Рис. 1. Расчетная ячейка сборки с дистанционирующей решеткой

вого теплоносителя. Материал имитаторов твэлов, физические свойства теплоносителя и материала имитаторов и начальные условия для проведения расчетов представлены в табл. 1.

Расчет температурного поля имитатора в районе дистанционирующей решетки (однородная модельная сборка)

Расчет произведен для ячейки (см. рис. 1). Степень перекрытия проходного сечения сборки дистанционирующей решеткой ε=20%.

Таблица 1

Физические свойства материалов и начальные условия для решения сопряженной задачи теплообмена (согласно данным [6])

Физические свойства теплоноси	теля (t = 60°C)
Материал	Эвтектический сплав Na(22%)+K(78%)
Плотность ρ, кг/м ³	857
Теплоемкость С _р , Дж/кг ^о С	950
Теплопроводность λ, Вт/кг.°С	22,33
Кинематическая вязкостьу, м ² /с	6,92·10 ⁻⁷
Число Pr	0,026
Физические свойства имитато	ров твэлов
Материал трубки имитатора - сталь 20	
Теплопроводность λ, Вт/кг.°С	56
Начальные услови	Я
Энерговыделение	Постоянное
Мощность одного имитатора	1,0 кВт
Средняя скорость теплоносителя на входе в сборку, м/с	1,537
Чиспо Ре	1121
Температура теплоносителя на входе в сборку, °С	60,35

Режимные параметры сборки: Ре = 1121, температура теплоносителя на входе в сборку $T_{ex} = 60^{\circ}$ С. В результате расчета были получены распределения температур по длине имитатора твэла в районе дистанционирующей решетки и неравномерности температур оболочки твэла по периметру в районе до дистанционирующей решетки и после нее. На рис. 2 представлено аксиальное распределение температуры оболочки имитатора твэла вдоль всей длины энерговыделения для "узкого" и "широкого" сечений ячейки сборки. Разница в температурных напорах "стенка-жидкость" объясняется, по всей видимости, различием скоростей теплоносителя в этих сечениях. Расчетами подтвержден ранее обнаруженный в экспериментах [6-8] принципиально важный факт понижения температуры поверхности твэлов реактора БРЕСТ-ОД-300 в районе дистанционирующей решетки, что объясняется высокой эквивалентной теплопроводностью твэлов этого реактора (значение параметра эквивалентной теплопроводности твэлов составляет $\epsilon \approx 1,4),$ обусловливающей интенсивные азимутальные перетечки тепла по твэлу. Кроме этого, в районе дистанционирующей решетки увеличивается скорость теплоносителя (перекрытие проходного сечения под теплоноситель на 20%), что способствует увеличению теплоотдачи. Все это обусловливает отсутствие перегрева оболочки твэлов реактора БРЕСТ-ОД-300 в районе дистан-



Рис.2. Расчетное распределение температур по длине имитатора 25-твэльной модельной сборки (Ре=1121, теплоноситель Na-K)



Рис. 3. Температурное поле в районе дистанционирующей решетки (теплоноситель Na-K, Pe=1121)

ционирующей решетки, что позволяет считать компоненты твэлов этого реактора (топливо, оболочка, теплоноситель, зазор между топливом и оболочкой, заполненный свинцом) выбранными весьма оптимально с теплофизической точки зрения.

Важно отметить, что у быстрых реакторов с натриевым охлаждением под дистанционаторами (проволочной навивкой) имеет место перегрев оболочки твэлов, что объясняется существенно более низкой эквивалентной теплопроводностью твэлов этих реакторов по сравнению с БРЕСТ-0Д-300 (значение параметра эквивалентной теплопроводности твэлов составляет ε≈0,2).

На рис. 3 представлено локальное распределение температуры ($\Delta t_i / \Delta t_{cmab}$) имитатора в районе дистанционирующей решетки, где Δt_i – локальный температурный напор ("стенка" – "жидкость"), $\Delta t_{cmab.}$ – температурный напор в стабилизированой области теблообмена. Там же нанесены экспериментальные точки, заимствованные из [6]. Качественный характер закономерностей, полученных в расчете и эксперименте, согласуется (можно даже говорить о количественном согласии результатов на входе и выходе дистанционирующей решетки), хотя экспериментальные данные для рассмотренного случая демонстрируют более значительное падение температуры в районе дистанционирующей решетки. Экспериментальные исследования, проведенные для различных режимов и модельных TBC, показали, что величина падения температуры под дистанционирующей решеткой зависит от степени перекрытия проходного сечения под теплоноситель (параметр ε_p), режимов работы, геометрических и теплогидравлических неравномерностей в сборке и т.д. Сравнение температурных полей на всей длине имитатора с экспериментальными данными [6-8] представлено на рис. 4, где нанесено экспериментально полученное среднее по периметру имитатора твэла аксиальное распределение температуры стенки. Температурное поле, полученное для "широкого" сечения ячейки, практически совпадает с экспериментальными данными. Данное обстоятельство понятно, т.к. течение в широкой части ячейки является доминирующим. На рис. 5 представлены неравномерности температур оболочки имитатора (T_o – максимальная температура оболочки имитатора в выбранном сечении по высоте модельной сборки) для трех случаев:

- до дистанционирующей решетки;
- в районе дистанционирующей решетки;
- после дистанционирующей решетки.

Как видно из рисунка, максимальная неравномерность температуры имеет место в районе дистанционирующей решетки (несильно отличающаяся от неравномернос-



Рис. 4. Сравнение полученных расчетных данных для однородной модельной сборки с экспериментальными данными



Рис. 5. Неравномерности температур по периметру имитатора твэла однородной модельной сборки (Pe=1121, теплоноситель Na-K)

ти до решетки), неравномерность температуры после решетки заметно меньше неравномерности до решетки, что, по всей видимости, связано с турбулизацией потока теплоносителя решеткой.

выводы

1. Поставлена математическая задача решения сопряженной задачи теплообмена для сборки твэлов, базирующаяся на модифицированном методе суперпозиции "функций влияния" (отклики температур) от действия точечного источника и определен алгоритм решения расчета полей температур модельной сборки с неоднородными геометрическими и тепловыми условиями (разные диаметры твэлов, разные энерговыделения).

2. Полученные результаты по принципиально важному вопросу, касающемуся температурного поля твэлов реактора БРЕСТ-ОД-300 в районе дистанционирующих решеток, в целом согласуются с экспериментальными данными и демонстрируют па-

дение температуры поверхности имитаторов твэлов модельной ТВС реактора БРЕСТ-ОД-300 в районе дистанционирующей решетки. Это свидетельствует об оптимальной конструкции твэла реактора БРЕСТ-ОД-300 с теплофизической точки зрения.

3. Аксиальные распределения температуры имитатора твэла модельной ТВС реактора БРЕСТ-ОД-300 с учетом температурного поля в районе дистанционирующей решетки также согласуются с экспериментальными данными для рассчитанного режима, иллюстрируются распределения температур в узкой и широкой частях рассматриваемой ячейки имитаторов твэлов.

4. Проведенные расчеты показали перспективность использования предложенной методики для анализа локальных теплогидравлических характеристик применительно к активным зонам реакторов с жидкометаллическим охлаждением.

Литература

1. Гольба В.С., Иваненко И.Ю., Шелегов А.С. Современный подход к решению сопряженной задачи теплообмена для сборки твэлов, охлаждаемой жидкометаллическим теплоносителем, с использованием модифицированного метода суперпозиции температур: Тез. докл. VII Международной конф. «Безопасность АЭС и подготовка кадров» (Обнинск, 8-11 октября 2001 г.) - Обнинск: ИАТЭ, 1998. - С. 35.

2. Гольба В.С., Иваненко И.Ю., Шелегов А.С. Расчет полей температур и скоростей в сборках твэлов, охлаждаемых жидкометаллическим теплоносителем и имеющих квадратную решетку, с использованием модифицированного принципа суперпозиции температур: Тез. докл. отраслевого научно-технического семинара "Исследование теплогидравлики и технологии свинца применительно к проекту с реактором БРЕСТ-ОД-300" (Обнинск, 28-29 июня 2001 г.). – Обнинск, 2001.

3. *Golba V.S., Ivanenko I.J. and Zinina G.A.* Solution of the Conjugated Heat Transfer Problem for the Fuel Elements Assemblies: Proc. IV International Seminar on Subchannel Analysis (Tokyo, September 25-26, 1997). - Tokio, 1997. - P. 189-200.

4. *Golba V.S., Belozerov V.I., Ivanenko I.J. et al.* Calculation and experimental research of the temperatures in the ring channel and the tube bundle with local heat source at the inside wall: Proc. IV World Conf. on experimental heat transfer, fluid-dynamics and thermodynamics, Brussels, 2-6 June 1997.

5. Гольба В.С., Иваненко И.Ю., Шелегов А.С. Заявка №2000111303 от 21.12.00 на «Способ определения температур и тепловых потоков в топливной сборке ядерного реактора».

6. Жуков А.В., Кузина Ю.А., Сорокин А.П., Орехов М.В., Буркова И.В., Сила-Новицкий А.Г., Смирнов В.П. Экспериментальные и расчетные исследования полей температур и теплоотдачи на границе подзон твэлов с разными диаметрами и энерговыделениями твэлов применительно к активной зоне реактора БРЕСТ-ОД-300. Отчет ГНЦ РФ-ФЭИ, инв. № 10587 от 20.12.2000 г.

7. Жуков А.В., Кузина Ю.А., Сорокин А.П., Сила-Новицкий А.Г., Смирнов В.П. Проблемы теплогидравлики в активной зоне реакторов с естественной безопасностью типа БРЕСТ (свинцовое охлаждение): Тез. докл. отраслевого научно-технического семинара "Проблемы технологии и теплогидравлики жидкометаллических теплоносителей", 30-3 ноября 2000 г. – Обнинск: ОНТИ ФЭИ, 2000. - С. 30-34.

8. Жуков А.В., Кузина Ю.А., Орехов М.В. Роль дистанционирующих решеток в температурных режимах твэлов активной зоны реактора БРЕСТ-ОД-300: Тез. докл. отраслевого научно-технического семинара "Проблемы технологии и теплогидравлики жидкометаллических теплоно-сителей", 30-3 ноября 2000 г. – Обнинск: ОНТИ ФЭИ, 2000. - С.73-77.

Поступила в редакцию 26.09.2003

УДК 621.039.58.024.44

ОБОСНОВАНИЕ ПРОЕКТНЫХ ФУНКЦИЙ СИСТЕМЫ ПАССИВНОГО ЗАЛИВА УСОВЕРШЕНСТВОВАННОГО ПРОЕКТА АЭС С РЕАКТОРОМ ВВЭР

С.Г. Калякин, О.В. Ремизов, Ю.С. Юрьев, Ю.В. Климанова,

<u>А.В. Морозов</u>

ФГУП ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск

P

Представлено описание крупномасштабного теплогидравлического стенда ГЕ-2, сооруженного в ГНЦ РФ-ФЭИ для обоснования проектных функций системы ГЕ-2 – системы пассивного залива активной зоны реактора ВВЭР-1000 с РУ В-392. Приведены программа и результаты экспериментов, выполненных на стенде. Содержится описание расчетного кода МАСТЕР-Σ, предназначенного для сопровождения и анализа экспериментов на стенде ГЕ-2.

введение

Анализ имевшихся аварий на АЭС показывает, что они происходят зачастую из-за ошибочных действий персонала, поэтому целесообразным является использование пассивных устройств в системах безопасности АЭС. Повышение надежности при этом может быть достигнуто не только благодаря тому, что пассивные устройства проще по конструкции, но, главным образом, потому, что отпадает необходимость в разветвленных управляющих и обеспечивающих системах, которые сопутствуют активным устройствам. В соответствии с этим принципом в новых проектах АЭС, в частности в разрабатываемом реакторе ВВЭР-1000 с РУ В-392, широко использованы пассивные системы безопасности [1].

Реакторная установка В-392 является модернизацией широко применяющейся на действующих АЭС установки В-320. На основе изучения опыта эксплуатации с целью удовлетворения современным требованиям безопасности в проект реакторной установки внесены усовершенствования. Одним из них является использование новой пассивной системы гидроемкостей второй ступени (ГЕ-2), которая совместно с системой пассивного отвода тепла (СПОТ) служит для преодоления запроектных аварий с полной потерей всех источников переменного тока и течах первого контура.

Система состоит из восьми гидроаккумулирующих емкостей (объемом 120 м³ каждая), заполненных раствором борной кислоты с концентрацией 16 г/кг при атмосферном давлении. Слив теплоносителя осуществляется за счет нивелирного напора. По линии слива гидроемкости второй ступени через обратные клапаны подключены к реактору. Верх гидроемкостей подсоединен к реакторной установке с помощью паровой

[©] С.Г. Калякин, О.В. Ремизов, Ю.С. Юрьев, Ю.В. Климанова, А.В. Морозов, 2003

УДК 621.039.58.024.44

ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТНОГО КОДА МАСТЕР-Σ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА КРУПНОМАСШТАБНОМ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОМ СТЕНДЕ ГЕ-2

С.Г. Калякин, О.В. Ремизов, Ю.С. Юрьев, Ю.В. Климанова, <u>А.В. Морозов</u> ФГУП ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск

Представлены результаты верификации инженерного расчетного кода MACTEP-Σ. Для этого были использованы результаты экспериментов, проведенных на крупномасштабном теплогидравлическом стенде ГЕ-2. Полученные результаты показали удовлетворительное согласование расчетных данных кода MACTEP-Σ с экспериментами.

введение

P

Особенностью структуры систем безопасности новых проектов АЭС является техническая реализация принципа системного разнообразия с использованием активных и пассивных систем безопасности. В частности в новом проекте реактора ВВЭР-1000 с реакторной установкой В-392 широко использованы пассивные системы безопасности. Функция поддержания необходимого количества теплоносителя в реакторе при течах первого контура осуществляется с помощью системы гидроемкостей второй ступени (ГЕ-2) [1, 2].

Особенностью данной системы является отсутствие азотной подушки в верхней части гидроемкостей. Начальный импульс давления передается в верхнюю часть системы ГЕ-2 через трубопроводы, подключенные к холодным ниткам главного циркуляционного контура в зоне непосредственной близости к коллекторам парогенератора. На трубопроводах установлены специальные обратные клапаны, настроенные на срабатывание при снижении давления в первом контуре до 1,5 МПа.

По линии слива гидроемкости второй ступени подключены к трубопроводам подсоединения к реактору гидроемкостей первой ступени в не отключаемой от первого контура части через обратные клапаны, предназначенные для исключения роста давления в гидроемкостях, в состоянии ожидания и автоматического пассивного открытия линии слива в аварийной ситуации после снижения давления ниже 1,5 МПа. В каждой гидроемкости реализовано четырехступенчатое профилирование во времени расхода, подаваемого в активную зону в соответствии со снижением остаточного энерговыделения. По проекту длительность надежного охлаждения активной зоны обеспечивается в течение не менее 24 часов при совместной работе с системой СПОТ.

© С.Г. Калякин, О.В. Ремизов, Ю.С. Юрьев, Ю.В. Климанова, А.В. Морозов, 2003

В ГНЦ РФ-ФЭИ были выполнены комплексные экспериментальные и теоретические исследования, направленные на обоснование проектных функций пассивной системы ГЕ-2 усовершенствованного проекта АЭС с реактором ВВЭР-1000 [3, 4]. В рамках данной программы был сооружен крупномасштабный теплогидравлический стенд ГЕ-2, на котором был проведен комплекс работ, включавших в себя модернизацию первоначальной гидравлической схемы системы. На стенде были проведены эксперименты по установлению расходной характеристики стенда в "холодных" и "горячих" условиях, в результате которых удалось добиться работоспособности системы. Для теоретического расчета теплогидравлических характеристик системы ГЕ-2 в ГНЦ РФ-ФЭИ был разработан расчетный код МАСТЕР-Σ.

РАСЧЕТНЫЙ КОД МАСТЕР-Σ

Код МАСТЕР-Σ (моделирование аварийного слива теплоносителя в реактор) предназначен для численного моделирования теплогидравлических процессов в системе гидроемкостей второй ступени (ГЕ-2) как на крупномасштабном стенде, так и впоследствии на реальной системе АЭС [5, 6]. Разработка кода МАСТЕР-Σ была вызвана необходимостью проведения вариантных расчетов, связанных с изменением схемы стенда во время выполнения экспериментальных исследований. Кроме того, проходящие в системе ГЕ-2 нестационарные процессы конденсации и теплообмена недостаточно точно рассчитываются по кодам улучшенной оценки.

Код МАСТЕР-Σ носит экспрессный инженерный характер и непосредственно привязан к схеме системы ГЕ-2. В нем ограничено число обыкновенных дифференциальных уравнений и все выявленные процессы отражены в виде балансных соотношений, полуэмпирических и эмпирических формул. Общая идея математической модели кода МА-СТЕР-Σ состоит в следующем:

 математическая формулировка отдельных блоков, по возможности, не в виде дифференциальных уравнений, а в виде их решений – формул и соотношений;

 разбиение процесса во времени на этапы с выраженным характером протекания явлений;

• построение суммарного кода из отдельных блоков;

• насыщение исходных данных конструктивными проектными параметрами системы ГЕ-2.

На рис.1 показана расчетная схема стенда ГЕ-2. Схема для расчета реальной систе-



Рис. 1. Расчетная схема стенда ГЕ-2: 1,2 – сливные баки, 5 – невозвратный обратный клапан, 4 – паровая линия, 6 – коллектор раздачи пара, 7 - гидроемкость, 8 – профилирующий коллектор, 9 – дроссельные шайбы, 10 – вентиль, 11– обратный клапан

мы на АЭС отличается от нее только вертикальным расположением бака 7.

Код описывает следующие процессы, происходящие при работе системы ГЕ-2:

 ступенчатый излив жидкости из верхнего бака через систему параллельных трубопроводов;

• конденсацию пара на холодных стенках труб, пленках, струях;

• конденсацию пара на поверхности и в объеме воды в верхнем баке, а также на стенках бака;

• влияние воздуха на конденсацию пара;

 на начальном этапе работы системы изменение объема сосудов и сжимаемость жидкости при подаче давления; истечение холодной воды в пар из заглушенной трубы;

• работу обратного клапана в линии слива;

• смешение сред в нижних баках (для стенда).

Исходными данными для расчета по коду являются давление в точках входа в систему и на выходе из нее (соответственно давление в баках 2 и 1 на рис.1), а также параметры среды (плотность и паросодержание) на входе в ГЕ-2.

РАСЧЕТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ, ЗАЛОЖЕННЫЕ В КОД

Задачей проводимых расчетно-экспериментальных исследований было обеспечение проектных функций системы ГЕ-2. Это понятие включало в себя необходимость выполнения заданной расходной характеристики, а также требование ко времени выхода системы на проектный расход (не более 100 с), которое определялось временем, за которое давление в гидроемкости сравняется с давлением в первом контуре (в баках 1 и 2 на стенде). Таким образом, основными параметрами, определявшими работоспособность системы гидроемкостей второй ступени являлись давление в гидроемкости и расход воды из нее. Ниже приведены расчетные зависимости, использованные в коде для определения этих параметров.

Давление пара в гидроемкости Р_{ГЕ} рассчитывалось из уравнения состояния

$$P_{\Gamma E} = \frac{M_n}{V_n} \cdot R \cdot T_s, \qquad (1)$$

где M_n и V_n – масса и объем пара в гидроемкости, R – газовая постоянная, T_s – температура насыщения. Изменение массы и объема пара в верхнем баке вычислялись по следующим выражениям:

$$\frac{dM_n}{d\tau} = g_n - (g_{\kappa OH1} + g_{\kappa OH2}), \qquad (2)$$

$$\frac{dV_n}{d\tau} = \frac{G_{\pi}}{\rho_{\pi 0}},\tag{3}$$

где g_n — приток пара по паровой линии из нижних баков, $g_{\kappa o H1}$ — расход пара на конденсацию в объеме и на поверхности воды в гидроемкости, $g_{\kappa o H2}$ — расход пара при конденсации на металлических стенках верхнего бака, G_{\varkappa} — расход жидкости из гидроемкости, $\rho_{\varkappa 0}$ — плотность жидкости в верхнем баке при исходных условиях.

Расход пара в паровой линии равнялся

$$g_n = \pm k_{g_n} \sqrt{|P_2 - P_{\Gamma E}|} , \qquad (4)$$

где $k_{g_n} = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho \cdot s^2}{\xi_{mp}}}$, P_2 – давление в нижнем баке 2 (рис. 1). Знак g_n соответствует знаку разности $P_2 - P_{\Gamma E}$. Интенсивность конденсации в верхнем баке задавалась в виде простых зависимостей, полученных в результате обработки опытных данных. Конденсация пара при его контакте с холодной водой в гидроемкости рассчитывалась по двум выражениям. В интервале времени от момента появления пара в верхнем баке до момента освобождения от воды отверстий в верхней части горизонтального парового коллектора 6 (рис. 1) наблюдается увеличенная интенсивность конденсации пара в объеме воды. Расчет расхода пара на конденсацию проводился по формуле

$$g_{KOH1} = (T_s - T_{w0}) \cdot 0.012 \exp\left(-\frac{\tau}{20}\right)$$
 (5)

После освобождения отверстий парового коллектора от воды пар конденсируется только на зеркале воды, и интенсивность конденсации резко уменьшается, поэтому использовалось выражение

$$g_{\kappa o \mu 1} = (T_s - T_{\pi 0}) \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{\tau}{1000}\right)$$
 (6)

Расход пара при конденсации на металлических стенках верхнего бака вычислялся по формуле

$$g_{\kappa o H2} = \frac{\mathcal{C}_{cm} \rho_{cm} \mathcal{F}_{cm} \delta_{cm} (\mathcal{T}_s - \mathcal{T}_{cm0})}{r_n + \mathcal{C}_n (\mathcal{T}_s - \mathcal{T}_{cm0})} \left[1 - \exp \left(-\frac{a_{cm} \tau}{\delta_{cm}^2 \left(\frac{1}{3} + \frac{\lambda_{cm}}{\alpha \delta_{cm}} \right)} \right) \right], \tag{7}$$

где индексом «*cm*» обозначены геометрические размеры бака и физические свойства материала стенок, а индексом «*n*» – параметры пара.

Расчет профилированного расхода жидкости из гидроемкости проводился по выражению, следующему из формулы Дарси для случая *n* параллельных трубопроводов слива,

$$G_{*} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{2\Delta P_{conp}^{(G)}}{\rho_{*0}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{\xi_{o6\omega} + \xi_{\kappa\pi} + 1}{d_{o6\omega}^{4}} + \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^{n} k_{i} \frac{d_{i}^{2}}{\sqrt{\xi_{i}}}\right)^{2}}},$$
(8)

где гидравлическое сопротивление по контуру слива $\Delta P_{conp}^{(G)} = \Delta P_{Hug} - (P_2 - P_{\Gamma E})$, что следует из баланса давлений $P_{\Gamma E} + \Delta P_{Hug} - \Delta P_{conp}^{(G)} = P_2$; d_i , ξ_i относятся к *i*-ой сливной линии; n - количество сливных трубопроводов; $x_{\kappa n}$ - сопротивление обратного клапана 10 (рис. 1), индекс «*общ*» относится к нижней (общей) части сливного трубопровода.

Гидравлическое сопротивление сливных трубопроводов ξ_i складывалось из потерь на местных сопротивлениях и потерь на трение, причем последние определялись по формуле Блазиуса для турбулентных потоков $\xi_{mp} = 0.316 / \text{Re}^{0.25}$.

Множитель *k*_i учитывает наличие расхода воды в *i*-ой сливной линии:

$$k_{i} = \begin{cases} 1 & z > z_{i} \\ 0 & z \le z_{i} \end{cases}$$
(9)

где *z* – уровень воды в гидроемкости, *z*_i – уровень среза *i*-ой линии.
Расход по *j*-ой сливной линии равен

$$G_{j} = G \cdot k_{j} \frac{d_{j}^{2}}{\sqrt{\xi_{j}}} \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^{n} k_{i} \frac{d_{i}^{2}}{\sqrt{\xi_{j}}}\right)^{2}}.$$
 (10)

Когда вход в *i*-ую линию слива оказывается выше уровня воды в баке, расход воды по ней прекращается. Поскольку сток не может прекратиться мгновенно, то для расчета постепенного уменьшения расхода через *i*-ую линию в коде МАСТЕР- Σ применялась интерполяция. Пока уровень воды в баке ниже среза *i*-ой трубы на малую величину $\delta z_i = 0,05/i$, т.е. $z_i - \delta z_i < z < z_i$, в формулах для расчета расхода вместо диаметра d_i использовалась величина

$$d^* = d_i \cdot \left(1 - \frac{z_i - z}{\delta z_i} \right) \tag{11}$$

ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТНОГО КОДА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В рамках экспериментальной программы на стенде ГЕ-2 были проведены два этапа исследований:

- "холодные" эксперименты с холодной водой в баках и трубах с атмосферным давлением воздуха в системе; основной целью данного этапа являлось определение натурных гидравлических сопротивлений установки, а также определение закона опорожнения гидроемкостей;

- "горячие" эксперименты – давление в системе создавалось с помощью насыщенного пара при рабочих параметрах (*P*=1,6 МПа, *T*=*T*_s). Задачей данного этапа являлось получение расходной характеристики стенда при наличии в стендовой системе тех же теплогидравлических процессов, что и в реальной системе ГЕ-2.

На рис. 2 приведена реальная расходная характеристика стенда ГЕ-2 при "холодной" проливке в сравнении с характеристикой, рассчитанной по коду МАСТЕР-Σ.

За начало отсчета времени на графике принят момент полного открытия вентиля 10 на линии слива (рис. 1). Хотя этот опыт проводился до модернизации схемы стенда, его результаты могут быть использованы для верификации гидравлической части кода. Как видно из рис. 2, расчетная расходная характеристика удовлетворительно совпадает с







Рис. 3. Изменение расхода и давления в "горячем" эксперименте на стенде ГЕ-2: • – расчет, —— – эксперимент

экспериментальной.

При расчете "горячих" экспериментов в качестве граничных параметров среды на входе в систему были приняты плотность $\rho = \rho$ " и паросодержание $\varphi = 1$. Значения давлений в точках входа в систему и на выходе из нее для расчета каждого опыта были взяты непосредственно из соответствующего файла экспериментальных данных.

На рис. 3 показаны расчетная и экспериментальная расходные характеристики стенда, а также изменение давления в гидроемкости для опыта, проведенного при окончательной гидравлической схеме системы. Условия проведения эксперимента: полное начальное заполнение водой верхнего бака 7 (рис. 1) и всех "холодных" трубопроводов 4, пуск от нижнего клапана 3; исходная температура воды в верхнем баке 30° С.

Как видно из приведенных графиков, расчетная расходная характеристика удовлетворительно совпадает с экспериментальной, причем расчет воспроизводит все низкочастотные колебания и "пики" расхода, вызванные колебаниями или резкими скачками давления в нижних баках. Расчетные значения давления в верхнем баке практически совпадают с экспериментальными.

На рис. 4 показано сравнение результатов расчета по коду MACTEP-S с экспериментальными данными для того же опыта. На графиках приведены значения расхода и давления в первые 80 секунд процесса.

Начальную фазу работы системы (до выхода на проектный расход) можно подразделить на следующие этапы.

1. В нулевой момент времени открывается клапан на паровой линии. Импульс давления передается на столб воды и в верхний бак. Эксперименты на малой модели [7], на стенде ГЕ-2 и расчетные оценки показывают продолжительность этого этапа



Рис. 4. Изменение расхода и давления в первые 80 секунд "горячего" эксперимента на стенде ГЕ-2: •- расчет, — - эксперимент

~1÷3 с. После этого открывается обратный клапан в линии слива, и начинается истечение воды из верхнего бака.

2. После открытия обратного клапана начинается увеличение расхода воды и "втягивание" жидкой пробки из паровой линии в верхний бак. К моменту появления пара в верхнем баке (~ 30 с процесса в рассмотренном опыте) расход достигает максимального значения.

3. От момента появления пара в верхнем баке до момента освобождения от воды отверстий в верхней части горизонтального парового коллектора 6 (рис. 1) наблюдается неустойчивый процесс снижения расхода из-за увеличенной интенсивности конденсации пара в объеме воды.

4. После освобождения отверстий парового коллектора от воды начинается стабильный процесс истечения воды из верхнего бака.

Указанные выше этапы характерны как для крупномасштабного стенда ГЕ-2, так и для натурной системы.

Из рис. 4 видно удовлетворительное качественное и количественное соответствие расчетов опытным кривым давления и расхода. С достаточной точностью определяется время выхода системы на проектный расход.

выводы

Проведенные в ГНЦ РФ-ФЭИ экспериментальные и теоретические исследования позволили добиться работоспособности системы пассивного залива активной зоны реактора ВВЭР-1000 из гидроемкостей второй ступени. Для численного моделирования теплогидравлических процессов в системе ГЕ-2 в ГНЦ РФ-ФЭИ был разработан расчетный код МАСТЕР-Σ.

По результатам "холодных" и "горячих" экспериментов на крупномасштабном теплогидравлическом стенде ГЕ-2 была проведена верификация кода. Полученные результаты показали удовлетворительное качественное и количественное совпадение результатов расчетов по коду МАСТЕР- Σ с экспериментальными данными. Это относится как к гидравлической характеристике в целом, так и к расчету начального этапа работы системы.

Литература

1. Беркович В.М., Таранов Г.С., Пересадько В.Г. Пассивные системы безопасности АЭС с ВВЭР-1000 и результаты научно-исследовательских работ по обоснованию проектных функций систем/ Материалы отраслевой конференции "Вопросы безопасности АЭС с ВВЭР" (Санкт-Петербург, сентябрь 2000).

2. *Taranov G.S., Berkovich V.M.* The concept and main solutions for the safety of a new Russian project of a nuclear power station with a VVER-1000 reactor: Proceedings of ICONE 8/8th International Conference on Nuclear Engineering (Baltimore, USA, April 2000).

3. Беркович В.М., Калякин С.Г., Малышев А.Б. и др. Крупномасштабный гидравлический стенд для обоснования проектных функций пассивного залива ГЕ-2 проекта РУ-392/ Материалы отраслевой конференции "Вопросы безопасности АЭС с ВВЭР" (Санкт-Петербург, сентябрь 2000).

4. Ефанов А.Д., Беркович В.М., Малышев А.Б. и др. Обоснование проектной функции системы пассивного залива второй ступени на крупномасштабном стенде/Сб. тр. II Всероссийской научно-технической конф. "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР" (Подольск, 2001). - Т. 5. - С. 116-124.

5. *Климанова Ю.В., Морозов А.В.* Обоснование расходной характеристики стенда ГЕ-2 с помощью расчетного кода МАСТЕР/Тез. докл. отраслевой конф. «Теплофизика-2001» (Обнинск, май 2001). – С. 170-171.

6. *Ефанов А.Д., Беркович В.М., Калякин С.Г. и др*. Код МАСТЕР-Σ – моделирование аварийного слива теплоносителя в реактор/Тез. докл. отраслевой конф. «Теплофизика-2001», (Обнинск, май 2001). – С. 168-169.

7. *Морозов А.В., Ремизов О.В*. Распространение импульса давления в неравновесных двухфазных средах // Тр. III Российской национальной конф. по теплообмену (Москва, 2002). - Т.5. - С.91-93.

Поступила в редакцию 14.02.2003

ABSTRACTS OF THE PAPERS.

УДК 621.039.564

Contactless Method of Measurement of the Intense Condition of Metal of Designs of the NPP on the basis of the Phenomenon of Occurrence of the e.m.f. at Shock Loadings \A.I. Trofimov, M.A. Trofimov, V.V. Hudasko; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003, - 12 pages, 3 tables, 7 illustrations. – References, 20 titles.

The contactless method of measurement of the intense condition of metal of elements of designs of the atomic power station Is offered. Are carried spent theoretical and experimental researches of the phenomenon of occurrence of electromotive force at shock compression of metals. Physical bases of the given phenomenon are considered.

УДК 621.039.564

Automated Monitoring System of the Intense Condition of Elements of Designs NPP at Shock Loading A.I. Trofimov, E.V. Nekrasov, M.A. Trofimov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. – 5 pages, 1 table, 4 illustrations. – References, 9 titles.

Principles of construction of measuring circuits of the automated monitoring systems of the intense condition of elements of designs APS are considered at shock loadings. The working electric circuit of the automated monitoring system is given.

УДК 621.039.51

On Askew's Coarse-Mesh Method in Multi-Group Diffusion Problem for Reactor Power Distribution Calculating \ B.D. Abramov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 9 pages. – References, 15 titles.

In the paper the equations of Askew's coarse-mesh method are formulated. Some ways of elimination of the crisis of positive solvability are developed. Sufficient conditions of positive solutions existence are proved.

УДК 621.039.51

Numerical Simulation of Periodic-Pulsed Processes in Reactor Dynamics Problems \ A.V. Gulevich, O.F. Kukharchuk; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 9 pages, 2 tables, 1 illustration. – References, 13 titles.

A special class of reactor dynamics problems including mathematical simulation of processes in the periodic-pulsed multiplicative systems has been considered. An effective numerical algorithm for defining the neutron kinetics problem solutions within time periods for the equal pulse mode (i.e., with the periodic condition met) on the subcritical reactor systems with external neutron source is suggested.

УДК 539.125.52:621.039

Nuclear Data for Study of Neutron Transport in Structural and Fuel Materials \Yu.A. Korovin, A.Yu. Konobeyev, G.B. Pilnov, A.Yu. Stankovsky, A.A. Travleyev; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 9 pages, 8 illustrations. – References, 63 titles.

The evaluated nuclear data files for use in the problems of neutron transport in materials of accelerator driven systems, i.e. systems having energy region essentially widen characteristic to reactor one, have been elaborated. The paper briefly describes the methods of cross-section evaluation and formation of data files for ⁶Li, ⁷Li, ¹²C, ¹⁶O, ²³Na, ²⁸Si, ³⁹K, ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe, ²⁰⁸Pb, ²⁰⁹Bi, ²³²Th, ²³³Pa, ²³³U, ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu. For majority of nuclides the data are presented in the energy region 0-50 MeV, with exception of ⁵¹V, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe, for which upper energy boundary is extended up to 250 MeV, and ²³⁵U

(300 MeV). The files contain evaluated total reaction cross-sections, cross-sections for elastic and inelastic interactions of neutrons with nuclei, threshold reaction cross-sections as well as energy and angular distributions of secondary neutrons, protons and alphas. Besides, for a number of nuclides the spectra of photons released in nuclear reactions are presented.

УДК 621.039.51

On Some Peculiarities of Neutron Space-Time Kinetics in Large Power Reactors \ V.I. Naumov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 6 pages, 2 tables. – References, 3 titles.

The process of space-time neutron distribution forming is analysed for the transients caused by variation of local multiplication properties in one-dimensional plane model of large power reactor. Analytical method is based on expansion of neutron flux function in Fourier series. The numerical results are presented for one- and six-group approximations of the delayed neutrons emitters. It is demonstrated that, in case of negative reactivity insertion, the situations may appear when asymptotic spatial neutron distribution is not reached practically.

УДК 621.039.51

Probabilities Tables Using for Taking into Account Neutron Cross-Section Energy in the Unresolved Resonance Region \ I.V. Tormyshev, V.V. Kolesov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. – 8 pages, 4 tables, 6 illustrations. – References, 8 titles.

The modification of MCNP-4A Code for taking into account probability tables was done. Several benchmarks was calculated with modified MCNP-4A versoin.

УДК 574:537.86:621.396

Procedure of Data Processing of Radiolocation Scanning a Cloud of Passive Radiolocation Reflectors for Estimating Spatial Characteristics \ A.N. Ershov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 6 pages, 1 table, 1 illustration. – References, 7 titles.

In the paper the procedure of data processing of radiolocation scanning a cloud of passive radiolocation reflectors is presented. Suggested procedure of data processing allows to take into account limitations of the radar beamwidth and the pulse length of the radar with parallel-sided beam. Estimating of characteristics of tracers cloud is based on the solution of conjugated problem. The results of computations illustrating features of the suggested procedure are shown.

УДК 504.064.36:574

Ecological Problems of Urbanized Territories in Districts of Atomic Industry Plant Placement in Example of Obninsk Region \ 0.V. Starkov, V.I. Vaizer, N.G. Bogdanovich, A.V. Bushuev, T.B. Aleeva, G.V. Kozmin, N.E. Latynova, V.A. Dudinskaya, I.I. Silin; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 6 pages, 4 tables. – References, 5 titles.

The present work is related with specific ecological problem problems of urbanized territories in districts of atomic industry plant placement. On the one hand, for Obninsk region this problem is owning to exhaustion of artificial storage of ground water in water scoops which supply is now partly realized by dirty surface water. From the other hand, the actuality of the considered problem is determined by entrance in ground water of the most intensive migrating radionuclide (tritium) which is also an indicator of depository condition radioactive waste on the main plant of the city considered. In this paper, the date characterizing contamination water source by tritium, degradation parameters of existing water scoops are produced.

УДК 621.039.516.4

Analysis of the Ways to Upgrade Throughput of Reactors on Denaturing of Weapons-Grade Plutonium V.I. Naumov, V.I. Savander, N.I. Belousov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. – 5 pages, 3 tables. – References, 3 titles. A possibility is analyzed to upgrade throughput of thermal reactors designed for denaturing of weapons-grade plutonium under constraints on plutonium-containing fuel burn-up. Quantitative estimations are presented for throughput of thermal reactors of VVER-1000 and RBMK types.

УДК 621.039.5:621.039.553.34

Numerical Studies of Non-Monotone Void Fraction Profile Effects on Hydrodynamics and Heat Transfer in Two-Phase Bubble Flows. Comparison with Experiment \ V.V. Artemyev, Yu. N. Kornienko; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 10 pages, 1 table, 8 illustrations. – References, 5 titles.

This article presents the results of testing of the previous [1] two-dimensional model and numerical method for calculation of two-phase bubble flow on the basis of single-fluid description. Investigation of the hydrodynamics and heat transfer is also presented for up-ward and downward flows, including low mass velocities. Comparison conducted with available experimental data in velocity and temperature profiles and friction factors and heat transfer coefficients are shown rather satisfactory coincidence, including regimes with anomalous effects of the saddle-shape void fraction profiles on the shear stresses.

УДК 621.039.517:621.039.54

Some Aspects Heat and Hydraulic Determinate Core of BREST Reactors with Usage Calculation Methods of Local Heat Source V.S. Golba, A.S. Shelegov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 6 pages, 1 table, 5 illustrations. – References, 8 titles.

The results of experimental and computational investigations thermal hydraulic characteristics (non-uniformity of temperature), at nonhomogeneous conditions arising on the border of fuel rods subzones with reference to the reactor of BREST-OD-300 are presented. The computational investigations carried out by using of a technique of a local heat source [1-5], based on a modified principle of temperatures superposition. On the ground of this technique the code CONTACT, partially verificated on an experimental data is developed. The calculations were conducted with reference t reactor o assembly of fuel rods simulators, used in experiments [6-8], under with homogeneous and nonhomogeneous geometrical and thermal conditions (identical and nonidentical diameters of fuel rods simulators assembly, with space grids). For definition of temperature fields the conjugate heattransfer problem in fuel assembly rods was used. The obtained calculation data can be used for direct estimations of temperature behavior for fuel rods of BREST- 0D-300 reactor core.

УДК 621.039.58.00.4

Substantiation of Design Functions of the Passive Flood System for Improved NPP Project with VVER Reactor S.G. Kalyakin, O.V. Remizov, Yu.S. Yur'ev, Yu.V. Klimanova, A.V. Morozov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 8 pages, 1 table, 4 illustrations. – References, 7 titles.

Description of the large scale facility HA-2 constructed at IPPE for substantiation of design functions of the passive core flood system of the VVER-1000 reactor with reactor facility V-392 are presented. The program and the results of experiments realized on the rig are given. Description of the calculating code MASTER- Σ designed for accompaniment and analysis of experiments on the HA-2 facility are contained.

УДК 621.039.58.00.4

Verifying of the Computer Code MASTER-Σ for Results of Experiments on the Large Scale Heat-Hydraulic Facility HA-2 \ S.G. Kalyakin, O.V. Remizov, Yu.S. Yur'ev, Yu.V. Klimanova, A.V. Morozov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Shools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2003. - 8 pages, 4 tables. – References, 7 titles.

The results of verifying of the engineering computer code MASTER- Σ are presented. For the purpose, we used the results of experiments conducted on the large scale heat-hydraulic facility HA-2. The results obtained have shown that the data calculated by the MASTER- Σ code and the experimental data are in satisfactory agreement.

НАШИ АВТОРЫ_

Абрамов Б.Д. – к.ф.- м.н., ведущий научный сотрудник Государственного научного центра Российской Федерации – Физико-энергетичес-кого института (ГНЦ РФ-ФЭИ).

Артемьев В.К. – к.ф.-м.н., начальник лаборатории ГНЦ РФ - ФЭИ. Окончил МГУ в 1977 году. Научные интересы: математическое моделирование, численные методы, гидродинамика, тепломассообмен.

Белоусов Н.И. – к.ф.-м.н., с.н.с. Московского инженерно-физического института (технического университета).

Гулевич А.В. – год рождения 1960; окончил Московский физико-технический институт в 1983 г. С 1983 г. работает в Физико-энергетическом институте; д.ф.-м.н с 1998 г.; заместитель генерального директора Обнинского физико-энергетического института. Область научных интересов: методы теории возмущений, инженерно-физические методы анализа сложных взаимосвязанных процессов в реакторных и лазерных системах.

Ершов А.Н. – аспирант НПО "Тайфун", закончил в 2001 г. ОИАТЭ. Область научных интересов: математическое моделирование, математические модели в экологии.

Калякин С.Г. – к.т.н., начальник отдела ГНЦ РФ-ФЭИ.

Климанова Ю.В. – научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ.

Корниенко Ю.Н. – к.т.н., ведущий научный сотрудник отдела математики и программных средств ГНЦ РФ - ФЭИ. Окончил Московский энергетический институт в 1971 году. Научные интересы: анализ неравновесных двухфазных потоков, в том числе при аварийных процессах. Кухарчук О.Ф. – год рождения 1965; окончил Обнинский институт атомной энергетики в 1988 г. С 1988 г. работает в Физико-энергетическом институте; к.ф.-м.н с 1994 г., начальник лаборатории технической физики. Область научных интересов: ядерная и нейтронная физика, лазеры с ядерной накачкой, математическое моделирование быстропротекающих процессов.

Морозов А.В. – аспирант ГНЦ РФ-ФЭИ.

Наумов В.И. - д.ф.-м.н., профессор Московского инженерно-физического института (технического университета)..

Некрасов Е.В. – ведущий инженер ОНПП «Технология»

Ремизов О.В. – к.т.н., ведущий научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ.

Савандер В.И. – к.ф.-м.н., доцент Московского инженерно-физического института (технического университета).

Трофимов А.И. – д.т.н., профессор, заведующий кафедрой «Автоматика, контроль и диагностика» Обнинского государственного технического университета атомной энергетики, академик Академии естественных наук, заслуженный деятель науки Российской Федерации.

Трофимов М.А. – к.т.н., доцент кафедры «Автоматика, контроль и диагностика» Обнинского государственного технического университета атомной энергетики.

Худаско В.В. – к.т.н., старший научный сотрудник Обнинского государственного технического университета атомной энергетики.

Юрьев Ю.С. – д.т.н., профессор, главный научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ.

OUR AUTHORS _

Abramov B.D. – Cand. Sci. (Phys.-Math.), leading researcher of the State Scientific Centre of Russian Federation – Institute of Physics and Power Engineering (SSC RF-IPPE).

Artemyev V.K. - Cand. Sci. (Phys.-Math.), head of laboratory at the State Scientific Center of Russian Federation - Institute of Physics and Power Engineering. Graduated from the Moscow State University in 1977. Scientific interests: mathematical modeling, numerical methods, hydrodynamics, heat and

Belousov N.I. - Cand. Sci. (Phys.-Math.), senior researcher of the Moscow Engineering and Physics Institute.

Ershov A.N. – post-graduate student of the "Typhoon" SPA, graduated from OINPE in 2001. Scientific interests: mathematical modeling, mathematical models in ecology.

Gulevich A.V. - Year of birth 1960; graduated from the Moscow Institute of Physics and Technology in 1983. Doctor of Science (Phys.-Math.) since 1998, Deputy General Director of Institute for Physics and Power Engineering. Research interests: pertutrbation theory, methods of engineering and physical analysis for complex related processes in reactor and laser systems.

Hudasko V.V.- Cand. Sci. (Engineering), senior researcher of the INPE.

Kalyakin S.G. – Cand. Sci. (Engineering), head of section of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering (SSC RF-IPPE).

Klimanova Yu.V. – research assistant of the SSC RF-IPPE.

Kornienko Yu.N. - Cand.Sci. (Engineering), leading scientist of Department of mathematics

and software of SSC RF - IPPE. Graduated from the Moscow Power Institute in 1971. Scientific interests: nonequilibrium two-phase flow analysis including accident processes.

Kukharchuk O.F. – Year of birth 1965; graduated from the Obninsk Institute of Nuclear Power Engineering in 1988. Ph.D. (Phys.-Math.) since 1994, Head of Technical Physics Laboratory, Institute for Physics and Power Engineering. Research interests: nuclear and neutron physics, nuclear pumped lasers, mathematical modeling of fast processes.

mass transfer.

Morozov A.V. – post-graduate student of the SSC RF-IPPE.

Naumov V.I. – Dr.Sci. (Phys.-Math.), Professor of the Moscow Engineering and Physics Institute. Nekrasov E.V. - Leading engineer of the ONPP «Technology»

Remizov O.V. – Cand. Sci. (Engineering), leading researcher of the SSC RF-IPPE.

Savander V.I. - Cand. Sci. (Phys.-Math.), assosiated professor of the Moscow Engineering and Physics Institute.

Trofimov A.I. – Dr. Sci. (Engineering), Professor, head of the automatics, control and diagnostics of the nuclear power plants department of the INPE, the full member of academy of natural sciences, the honored worker of a science of the Russian Federation.

Trofimov M.A. - Cand. Sci. (Engineering), assosiated professor of the automatics, control and diagnostics of the Nuclear Power Plants department of the INPE.

Yur'ev Yu.S. – Dr. Sci. (Engineering), Professor, head researcher of the SSC RF-IPPE.