

ISSN 0205-4671

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

IMS-SU-184/A

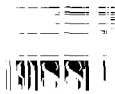
# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика и техника  
ядерных реакторов

ВЫПУСК

5



inis-su--184/A

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

Центральный научно-исследовательский институт информации  
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:

Физика и техника ядерных реакторов

Научно-технический сборник

Выпуск 5

Издается с 1978 г.

Москва - 1988

Редакционная коллегия:

Е.О.Адамов (гл.редактор), С.Н.Андреевко, С.Е.Бутаенко, Г.И.Гаджиев, В.Д.Гориченко,  
А.Д.Журинов, С.М.Заршукский, Т.П.Кожанова (ств.секретарь), А.В.Кликов, А.И.Магильнер,  
В.В.Морозов, Д.М.Никитин (зам.гл.редактора), Е.Ф.Полыков, В.В.Постников  
А.Н.Проценко (зам.гл.редактора), О.Б.Самойлов, В.М.Седов (зам.гл.редактора),  
В.П.Спасков, П.А.Ушаков, Ф.П.Шамгинов, Я.В.Шевалев

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1988

УДК 62Г.039.58 : 62Г.039.58Б

К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМИЗАЦИИ АВАРИЙНОЙ ЗАЩИТЫ  
РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК С ВЭР-1000

Л.А.Латнева, В.И.Скочко, Б.Е.Волков

Рассмотрены возможные способы защиты реактора в режимах с резким уменьшением отбора пара из парогенераторов. Предложены меры, обеспечивающие безопасность реактора и удержание его на энергетическом уровне мощности.

ON OPTIMIZATION OF THE WWER-1000 REACTOR PLANT SCRAM SYSTEM. L.A.Latyeva, Yu.I.Skochko, B.E.Volkov. The article deals with the possible means for reactor protection under the conditions of the significant decrease in steam extraction from steam generator. The article proposes the safety measures and means for maintaining the reactor at power level.

Быстрая остановка реактора (срабатывание аварийной защиты) является наиболее эффективным способом обеспечения надежности охлаждения активной зоны в целом ряде исходных событий, связанных в конечном счете с неблагоприятным изменением параметров первичного и вторичного теплоносителей (давление в первом и втором контурах, температура и расход на входе в реактор и т.д.). Однако увеличение единичной мощности АЭС делает все более необходимым удержание реактора на мощности для уменьшения недовыработки электроэнергии. Детальный расчетный анализ указанных выше исходных событий позволяет решить эту задачу без ущерба для безопасности реакторной установки. В настоящей работе эта задача рассматривается на примере двух типичных исходных событий: закрытие отсечного клапана на паропроводе и сброс нагрузки АЭС.

Закрытие отсечного клапана на паропроводе

Отсечные клапаны (ОК) на паропроводах парогенераторов АЭС с серийным реактором ВЭР-1000 устанавливаются для локализации течи на паропроводах в случае ее возникновения. При этом отсечные клапаны закрываются по соответствующим сигналам. Ложное закрытие отсечного клапана может привести к резкому неблагоприятному увеличению давления в соответствующем парогенераторе и температуры теплоносителя на входе в реактор, ухудшению условий охлаждения активной зоны. Наиболее эффективным средством обеспечения безопасности в этом случае является срабатывание аварийной защиты реактора по сигналу закрытия отсечного клапана. Указанная защита и отключение соответствующего главного циркуляционного насоса (ПЦН) при закрытии отсечного клапана на паропроводе, предусмотренные в проекте ВЭР-1000, обеспечивают надежное охлаждение активной зоны и непревышение допустимого давления в парогенераторе.

Возможность замены полного снижения мощности реактора на частичное ее снижение при ложном закрытии отсечного клапана анализировалась исходя из условий обеспечения следующих критериев безопасности:

- непревышение давления в первом и втором контурах допустимых пределов - 110 % от проектного значения;
- обеспечение надежного охлаждения активной зоны реактора.

При ложном закрытии отсечного клапана на паропроводе возникает дисбаланс между подводимым от реактора и отводимым от парогенератора теплом. В результате этого происходит рост давления в парогенераторе. Работа паросбросных устройств (БРУ-А и одного предохранительного клапана) может обеспечить отвод тепла  $\leq 65\%$  от номинального. При этом следует отметить, что в этом режиме максимальное давление в парогенераторе достигается на  $\sim 12$ -й секунде. Из сказанного следует, что для предотвращения допустимого давления в парогенераторе должна быть быстро снижена не менее чем на  $35\%$  от номинальной.

Введение в активную зону регулирующей группы с рабочей скоростью обеспечивает снижение мощности реактора со скоростью  $0,5\%$ /с. При таком медленном снижении мощности будут нарушаться критерии безопасности блока. Быстрое снижение мощности реактора можно осуществлять сбросом одной группы органов системы управления и защиты реактора (СУЗ). В качестве сигнала на снижение мощности реактора по ложному закрытию отсечного клапана разумно использовать рост давления в соответствующем паропроводе, т.е. прямой сигнал, надежно свидетельствующий о дисбалансе подводимой и отводимой мощностей.

Режим ложного закрытия отсечного клапана одного парогенератора рассчитывался по программе ДИНАМИКА /1,2/ при условии быстрого снижения мощности реактора за счет сброса одной группы органов СУЗ по сигналу увеличения давления в паропроводе до  $7,4$  МПа (рис.1,2). Анализ надежности охлаждения активной зоны выполнялся по программе КАНАМ /3/.

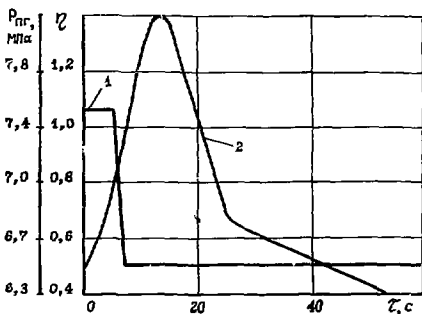


Рис.1. Ложное закрытие отсечного клапана на паропроводе:  
1 — относительная нейтронная мощность реактора;  
2 — давление в аварийном парогенераторе

Падение группы органов СУЗ эффективностью  $0,0069$  снижает мощность реактора до  $50\%$  от номинальной. Паросбросные устройства БРУ-А и предохранительные клапаны обеспечивают ограничение максимального давления в допустимых значениях. При этом анализировалась необходимость немедленного отключения ПИ с точки зрения критериев безопасности. Ввиду присущей ПИ инерционности и быстрого изменения параметров в начале процесса, немедленное отключение соответствующего ПИ или его работа после закрытия отсечного клапана практически не влияют на коэффициент запаса до кризиса теплообмена и максимальное давление в парогенераторе. Отметим, однако,

что отключение ПЦН в конечном счете все-таки необходимо для ограничения потерь воды из второго контура через предохранительные клапаны аварийного парогенератора. В обоих случаях обеспечивается надежное охлаждение активной зоны реактора, а срабатывание предохранительных клапанов парогенератора исключает превышение допустимого давления в нем.

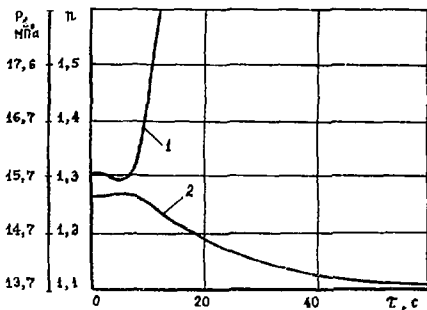


Рис.2. Ложное закрытие отсечного клапана на паропроводе:  
 1 - минимальный запас до кризиса теплообмена;  
 2 - давление над активной зоной

Таким образом, при ложном закрытии отсечного клапана на паропроводе сброс одной группы регулирования по сигналу увеличения давления в паропроводе до 7,4 МПа обеспечивает выполнение критериев безопасности реакторной установки. Вместе с тем, защита позволяет заменить полное снижение мощности реактора на частичное ее снижение и обеспечивает возможность работы энергоблока на новом уровне мощности.

#### Сброс нагрузки турбогенераторами

В режимах со сбросом нагрузки турбогенераторами на любую величину вплоть до уровня собственных нужд энергоблок должен оставаться в работе на новом уровне мощности. Однако в ходе переходного процесса из-за снижения мощности реактора, работы паросбросного оборудования и впрыска в компенсатор объема давление первого контура может снижаться до значений, опасных с точки зрения надежности охлаждения реактора, в том числе до уставки на срабатывание аварийной защиты. В данной работе рассмотрена возможность создания такой переменной уставки по давлению первого контура, которая обеспечила бы как надежное охлаждение реактора в проектных режимах, так и несрабатывание аварийной защиты в режиме сброса нагрузки. Для этого было определено минимально допустимое давление первого контура в зависимости от мощности реактора и различного числа работающих ПЦН. Указанное давление рассчитывалось по программе ДИНАМИКА /1,2/ исходя из режима ложного впрыска в компенсатор объема с учетом возможного полного обесточивания АЭС в любой момент режима. Зависимость минимально допустимого давления первого контура от мощности реактора определялась из условия одновременного выполнения следующих критериев:

1) исключение уменьшения запаса до критеса теплообмена в реакторе ниже минимально допустимого значения;

2) обеспечение запаса до вскипания теплоносителя 10 °С, т.е. разность между температурой насыщения по давлению над активной зоной реактора и максимальной температурой в любой из горючих ниток петель не менее 10 °С.

Минимальный запас до критеса теплообмена определяется по программе КАНД-4 /3/. Полученная зависимость минимально допустимого давления первого контура от мощности реактора представлена на рис.3. Правее точки излома на приведенной зависимости определяющим критерием является минимальный запас до критеса теплообмена, левее - запас до вскипания теплоносителя в главном циркуляционном трубопроводе (ЦТ).

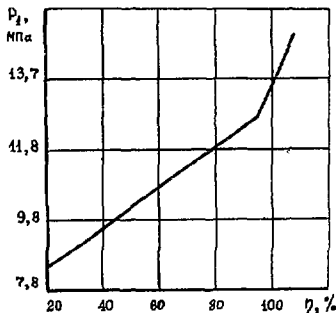


Рис.3. Зависимость минимально допустимого давления первого контура от мощности реактора при работе четырех ЦТ

Возможность включения срабатывания аварийной защиты реактора при реализации переменной уставки с учетом приведенной зависимости минимального давления первого контура от мощности реактора в режимах со сбросом нагрузки анализировалась на основании проектных расчетов и результатов экспериментов, проведенных на действующих блоках с реакторами ВВР-1000.

На рис.4-6 представлено изменение параметров реакторной установки в режимах сброса нагрузки турбогенераторами на 50, 70 и 90 % от номинальной. Из этих данных следует, что наряду со снижением фактического давления первого контура в этих случаях происходит также снижение минимально допустимого давления (в связи с уменьшением мощности реактора). При этом в ходе процесса минимально допустимое давление первого контура в этих режимах всегда меньше фактического давления, что обеспечивает надежное охлаждение активной зоны и достаточный запас до вскипания.

Результаты испытаний режима парового сброса нагрузки турбогенератора, проведенных в период пусконаладочных работ на 1-м и 2-м блоках Игнэ-Украинской АЭС, подтверждают приведенные результаты расчета.

Таким образом, реализация переменной уставки по снижению давления первого контура позволяет в режимах сброса нагрузки исключить срабатывание аварийной защиты реактора без ущерба для безопасности реакторной установки.

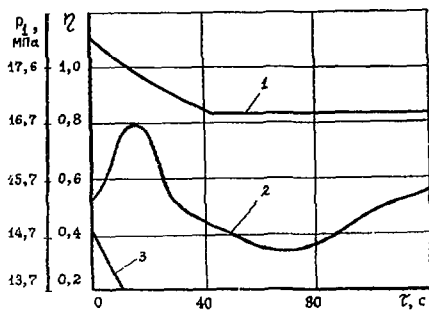


Рис.4. Сброс нагрузки турбогенераторов с номинальной до 50 % от номинальной:  
 1 - относительная нейтронная мощность реактора;  
 2 - давление над активной зоной; 3 - минимально допустимое давление

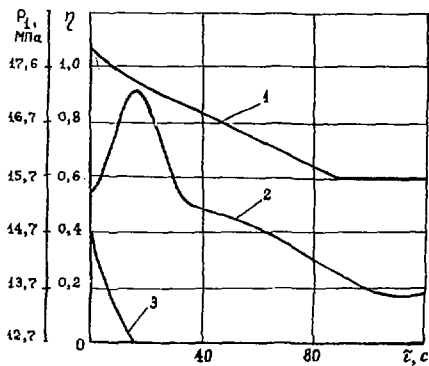


Рис.5. Сброс нагрузки турбогенераторов с номинальной до 30 % от номинальной:  
 1 - относительная нейтронная мощность реактора;  
 2 - давление над активной зоной; 3 - минимально допустимое давление



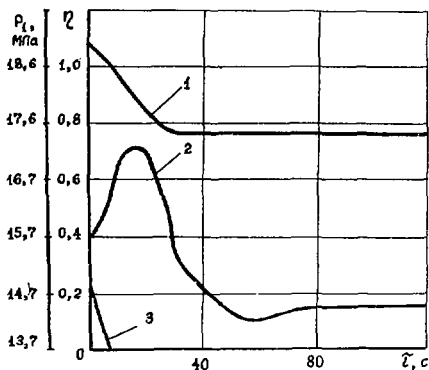


Рис.6. Сброс нагрузки турбогенераторов с номинальной до уровня собственных нужд энергоблока:  
 1 - относительная нейтронная мощность реактора;  
 2 - давление над активной зоной; 3 - минимально допустимое давление

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Спассков В.П., Волков В.А., Подшаблякин А.К. и др. Математическая модель для исследования динамики процессов в первом контуре и парогенераторах установки с реактором типа ВВЭР // Труды 2-й научно-технической конференции стран-членов СЭВ. Контроль и управление ядерными реакторами и атомными электростанциями. 1974. Т.2. С.635.
2. Спассков В.П., Волков Г.А., Волков В.А. и др. Программа для ЭВМ БЭСМ-6. Расчет нестационарных режимов энергетических установок с ВВЭР-ДИНАМИКА. 1776/ОАД, 1978 // Библиографический бюллетень. Авторизованный перечень новых поступлений в ОАП. М.: ЦНИИатоминформ, 1979. Вып.3-4. С.27.
3. Спассков В.П., Зайцев С.И., Волков Г.А. Комплекс программ для расчетного анализа нестационарных тепловых и гидродинамических процессов при проектировании установок с ВВЭР // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1982. Вып.7 (20). С.72.

Статья поступила в редакцию 5 октября 1987 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ  
ТВЭЛОВ НА ЭЛЕКТРОСОБΟГРЕВАЕМЫХ ИМИТАТОРАХ

Г. В. Усупин, Е. И. Анюшин, Ю. Н. Галицкий,  
М. А. Семеновичев, Г. Н. Власичев

Приведены результаты модельных экспериментов по изучению процессов плавления твэлов, выполненных на электросοгреваемых имитаторах из керамики.

EXPERIMENTAL STUDY OF FUEL MELTING PROCESSES USING ELECTRICAL HEATED SIMULATORS.  
G. V. Usupin, Yu. I. Anoshkin, Yu. N. Galitskiy, M. A. Semenuchev, G. N. Vlasichev. The article presents the results of model experiments on studying the fuel melting processes using the electrical heated ceramic simulators.

Обоснование безопасности ядерного реактора (ЯР) требует изучения процессов, происходящих в твэлах в аварийных случаях, когда тепловыделение не компенсируется соответствующим теплоотводом. В проекте ЯР с жидкотеталлическим теплоносителем должны быть рассмотрены случаи снижения или прекращения расхода теплоносителя через аварийную тепловыделяющую сборку (максимальная проектная авария). При некоторых условиях может произойти значительный перегрев и разрушение твэлов. Знание характера и параметров, определяющих этот процесс, позволит уточнить процесс разрушения и тестировать расчетные модели.

Экспериментально исследование процессов разрушения твэлов в результате плавления проводилось на имитаторах длиной ~ 100 мм с осевым вольфрамовым нагревателем из стержня диаметром 2 мм, окруженного таблетками сердечника и оболочкой из нержавеющей стали, состоящей из трубок 6,9 x 0,4 мм (рис.1).

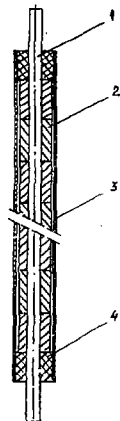


Рис.1. Конструкция имитатора:  
1 - вольфрамовый нагреватель;  
2 - таблетки сердечника из  $UO_2$ ;  
3 - оболочка из нержавеющей стали;  
4 - центрирующая втулка-имитатор.

Зазоры между стержнем-нагревателем и сердечником, сердечником и оболочкой составляли величину порядка 0,02 мм. В качестве материала таблеток сердечника была выбрана керамика  $Sr_2O_3$  - сравнительно легкоплавкий материал ( $T_{пл} = 2280^\circ C$ ) с теплофизическими свойствами, близкими к свойствам  $UO_2$ . Хотя распределение температур по радиусу такого имитатора отличается от распределения при ядерном нагреве твэла, подбор соответствующих параметров эксперимента можно осуществлять плавными и перемещение оболочки твэла, а также уменьшить различие процессов разрушения сердечника имитатора и твэла\*.

Эксперименты проводились на стенде, принципиальная схема которого приведена в литературе<sup>8</sup>. Теплоносителем является газ аргон. Система автоматизации электросиловой части стенда позволяла поддерживать заданный стационарный уровень мощности, а также производить ее наброс по линейному, квадратичному и скачкообразному закону для имитации аварий с увеличением мощности. Система контрольно-измерительных приборов регистрировала ряд параметров, например мощность, выделяемую в имитаторе твэла, расход охлаждающего газа, температуру поверхности имитатора в нескольких точках и т.д.

Эксперименты выполнялись по следующей методике:

- после установки имитатора твэла в рабочее устройство, герметизации бака стенда и вакуумирования газового контура, последний заполнился аргоном до давления  $\sim 1,6$  МПа;
- средствами автоматики устанавливался и поддерживался уровень мощности, выделяемой на имитатор в интервале 1-1,5 кВт ( $\bar{q}_L = 10-15$  кВт/м);
- регулировкой расхода охлаждающего газа температура оболочки имитатора твэла доводилась до заданного стационарного уровня;
- в зависимости от имитируемой аварии, производилось либо быстрое прекращение расхода охлаждающего газа посредством быстрого закрытия клапана (авария с прекращением расхода теплоносителя), либо наброс мощности с заданной скоростью (авария с медленным избыточном реактивности).

На первом этапе изучалось разрушение имитатора при прекращении расхода газа. Кинематограмма одного из экспериментов при линейной нагрузке имитатора твэла  $\bar{q}_L = 15$  кВт/м и начальной температуре внешней поверхности оболочки  $\sim 700^\circ C$  была представлена в литературе<sup>8</sup>. Плавление оболочки началось локально примерно через 0,75 с после прекращения расхода охлаждающего газа и быстро распространилось вверх и вниз по имитатору. Расплавленный металл собрался в капли и стекал по оголенному сердечнику. Процесс стекания сопровождался частичным отрывом мелких капель, их паданием и затвердеванием всего расплавленного твэла на менее горячих участках имитатора с образованием "пробки" (рис.2, а)

Плавление керамики начиналось с внутренних слоев сердечника, в области, расположенной ближе к периферии имитатора. Появление расплава приводило к возрастанию давления внутри сердечника из-за увеличения объема расплавленной керамики по отношению к твердой. В результате происходил разрыв твердых периферийных слоев керамики и выдавливание жидкой массы с последующим ее затвердеванием на периферии. На рис.2, б отчетливо видно растрескивание таблеток сердечника и затекание расплавленной керамики в трещины и зазоры между таблетками. На рис.3 а, б показаны поперечные сечения имитаторов твэлов после экспериментов с прекращением расхода охлаждающего газа для различных стационарных уровней мощности. Верхние изображения соответствуют сдвигу в верхней части имитатора, нижние - в нижней. По сдвигам видно, что расплавленная керамика стекает вниз и заполняет зазор между нагревателем и таблетками.

На втором этапе изучались процессы разрушения имитатора твэла при сравнительно медленном повышении мощности имитатора без прекращения циркуляции охлаждающего газа. Эксперименты показали, что разрушение имитатора в этом случае происходит иначе. В приведенном эксперименте температура оболочки за все время повысилась с 700 до 850  $^\circ C$ , однако произошло локальное проплавление оболочки вследствие выброса расплавленной керамики.

\*Усынин Г.Б., Антонин П.И., Власов Г.Н. и др. Модельное изучение процессов, возникающих при перегреве твэлов // Атомная энергия. 1986. Т.61, выд.5. С.347.



Рис.2. Имитатор твзала после эксперимента с прекращением расхода охлаждающего газа при  $\dot{q}_e = 15 \text{ кВт/м}$ :  
 а - общий вид разрушенного имитатора;  
 б - выделенная область характерных разрушений (увеличено)

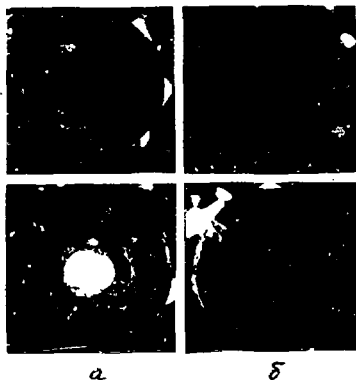


Рис.3. Филament имитаторов твзалов после экспериментов с прекращением расхода охлаждающего газа (увеличено):  
 а - линейная нагрузка  $\frac{\dot{q}_e}{l_e} = 10 \text{ кВт/м}$ ;  
 б - линейная нагрузка  $\frac{\dot{q}_e}{l_e} = 15 \text{ кВт/м}$

На рис.4,б показан имитатор твзала после эксперимента. Стационарный уровень линейной нагрузки в эксперименте был равен  $12 \text{ кВт/м}$ . Подъем мощности осуществлялся по квадратичному закону. За время  $1,5 \text{ с}$  удалось достичь уровня  $22 \text{ кВт/м}$ , после чего перегорел вольфрамовый нагреватель. Первый выброс расплавленной массы наблюдался в средней части имитатора (см.рис.4, а) через  $1 \text{ с}$  после начала подъема мощности, второй (см.рис.4; в) - примерно через  $1,25 \text{ с}$ . Меха-

низм разрушения для этого случая можно представить следующие образы. Керамика начала интенсивно плавиться во внутренней области сердечника, что привело к частичному плавлению и разрушению периферийных слоев таблеток наполнителя с последующим выбросом расплавленной массы на внутреннюю поверхность оболочки и ее проплавлением в месте контакта. После выброса расплавленной керамики и материал оболочки "замерзает" на относительно холодной внешней поверхности оболочки имитатора.



Рис. 4. Имитатор твэла. После эксперимента с повышенной мощностью без прекращения циркуляции охлаждающего газа: а - область разрушений при первом выбросе (увеличено); б - общий вид разрушенного имитатора; в - область разрушений при втором выбросе (увеличено)

Таким образом, эксперименты, проведенные на имитаторах из керамики  $Cr_2O_3$ , показали существенное различие в характере разрушения имитаторов твэлов при моделировании аварий с прекращением расхода теплоносителя и набросом мощности. При первом типе аварий разрушение имитатора происходило за счет плавления оболочки и топлива. Характерные времена начала и окончания плавления оболочки зависят в основном от стационарного уровня мощности и температуры имитатора перед прекращением расхода охлаждающего газа и составляют соответственно  $\sim 0,75-3,00$  с. При втором типе аварий разрушение имитатора происходило в результате проплавления оболочки расплавленной керамикой, вытесненной из внутренней части сердечника. Время первого выброса зависело от стационарного уровня мощности, первоначальной температуры оболочки имитатора, скорости наброса мощности и в рассмотренном диапазоне изменения параметров составило величину  $\sim 0,5-1,5$  с. Достижение полного разрушения не удавалось из-за перелома вольфрамового нагревателя. Перелом, как правило, происходил в верхней части имитатора, что можно объяснить ухудшением теплоотвода от нагревателя в результате его обнажения в связи с перемещением расплавленной керамики в нижнюю часть имитатора.

В заключение следует отметить, что проведенные исследования позволяют сделать вывод о существенном различии в характере разрушения твэлов в зависимости от вида аварии. Данные, полученные в экспериментах, нельзя непосредственно перенести на штатные топливные композиции из  $UO_2$ , но они могут быть использованы для уточнения расчетных моделей и последующего тестирования соответствующих расчетных программ, предназначенных для описания динамики разрушения твэлов.

Статья поступила в редакцию 1 октября 1987 г.

АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА  
СОСТОЯНИЯ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ НАСОСОВ РЕАКТОРА БОР-60

В.Н.Вильмов, А.А.Мунцов

Приведены результаты виброакустического контроля циркуляционных насосов реактора БОР-60. Показана возможность диагностирования аномалий на ранней стадии посредством контроля уровня огибающей сигнала, дисперсии и спектральных характеристик.

ACOUSTIC CONTROL OF BOR-60 REACTOR CIRCULATING PUMPS. V.N.Vil'mov, A.A.Muntsev. The article presents the results of vibroacoustic control of the BOR-60 circulating pumps. The possibility to detect early anomalies by checking the level of signal envelope, the dispersion and the spectral characteristics, has been shown.

Безопасность реакторной установки во многом зависит от надежной работы оборудования, в частности циркуляционных центробежных насосов. Наличие в них враждебных частей создает предпосылки к различным механическим поломкам, вплоть до заклинивания и прекращения циркуляции теплоносителя. Как правило, такие поломки возникают не мгновенно, а развиваются из малых аномалий, таких, как деформации враждебных частей, неисправности подшипников и т.д. Для предотвращения серьезных поломок насосов необходима регистрация малых аномалий на ранних стадиях их развития. Одним из наиболее эффективных методов диагностики состояния насосов является анализ виброакустических шумов, который успешно применяется на Нововоронежской АЭС<sup>№</sup>.

На быстром объекте реактора БОР-60 в каждой из двух петель первого и второго натриевых контуров установлены центробежные циркуляционные насосы с вертикальной осью. Вал подвешен на верхнем шарикоподшипнике. Нижний конец вала вращается в гидростатическом подшипнике. Переувлажнение натрия осуществляется рабочим колесом с восемью лопатками двойной кривизны, которое расположено в нижней части насоса.

Каждый из насосов оснащен акустическим датчиком, установленным на верхней петле (рис.1). Датчик резонансного типа с основной частотой 4,2 кГц представляет собой пластину ИТС-19 диаметром 40 мм и толщиной 1 мм, приклеенную к латунной подложке толщиной 4,5 мм. Пьезокристалл изолирован шайбой и помещен в металлический корпус. Датчик установлен таким образом, что чувствительная пластина расположена перпендикулярно к оси вала насоса, поэтому сигнал с него пропорционален общему уровню шума и - в меньшей степени - колебаниям самого вала. Волновое число сигнала достигает 100-250 м/с при номинальном режиме работы.

Сигналы с датчиков по кабелю УК-75 поступают на измерительный щит, где усиливаются и подаются в систему измерений. Система непрерывно регистрирует уровень шума насоса и периодически, по мере необходимости, осуществляет спектральный анализ сигналов. Для контроля уровня формируется "оглабшая"  $z(t)$  сигнала  $x(t)$

$$z(t) = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} |x(t)| dt,$$

где  $T_n$  - постоянная интегрирования, равная 2 мс, которая выбирается для контроля огибающей в диапазоне частот 0 - 80 Гц с целью анализа низкочастотной составляющей сигнала.

<sup>№</sup> Седов В.К., Акимов К.А. Опыт виброакустического контроля оборудования первого контура // Десятилетний опыт эксплуатации Нововоронежской АЭС. Нововоронеж: Главатомэнерго, 1974. С.116.

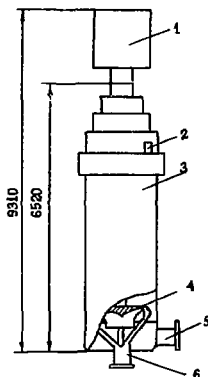


Рис.1. Общий вид циркуляционного насоса:  
 1 - двигатель; 2 - акустический датчик;  
 3 - насос; 4 - рабочее колесо; 5 - входной  
 патрубок; 6 - выходной патрубок

Для выявления возможностей диагностирования проведены исследования фоновых шумов насосов. Получены зависимости уровня шума  $z$  ( $\text{дБ}$ ) от скорости вращения валов насосов при параллельной симметричной их работе в двух петлях первого контура (рис.2). Эта зависимость в значительной степени нелинейна и подчиняется примерно кубическому закону от частоты вращения вала.

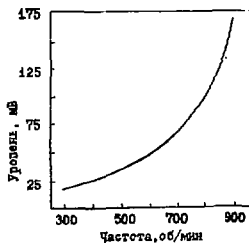


Рис.2. Зависимость уровня шумов насоса I от скорости вращения вала

На рис.3 представлены изменения уровня шумов сигналов двух насосов первого контура в течение одной микрокампании. Здесь же показано изменение скорости вращения валов насосов. При этом вычислялось относительное среднеквадратичное отклонение

$$\frac{\sigma}{\bar{z}} = \sqrt{\int_0^{T_M} (z(t) - \bar{z})^2 dt / z},$$

где  $\bar{z} = \frac{1}{T_M} \int_0^{T_M} z(t) dt$  - средний уровень сигнала,  $T_M \gg T_n$ .

Для насоса 1  $\sigma/z \approx 19\%$ , для насоса 2 -  $9\%$ .

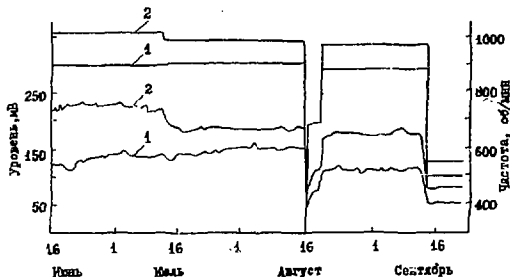


Рис.3. Средний уровень шумов и скорости вращения роторов насосов 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2)

В течение рассматриваемого периода производились изменения скорости вращения валов насосов, их остановы и повторный запуск. При этом в соответствии с зависимостью (см. рис.2) изменялись уровни шумов насосов. Не было замечено отклонений, не коррелированных со скоростью вращения вала насосов.

Более детальное изучение шумов насосов проводилось с помощью спектрального анализа. На рис.4 в качестве примера приведен спектр отбывающей бездефектного насоса 2, работающего с частотой вращения 900 об/мин. Время интегрирования было 0,002 с. Максимальные пики группируются около оборотной частоты 15 Гц и имеют примерно одинаковую интенсивность. Средний уровень сигнала составил  $\bar{z} = 91,2$  мВ, при этом дисперсия отбывающей  $\sigma^2 = 0,0014$  В<sup>2</sup>.

При исследовании отбывающей сигнала с насоса 1 второго контура было отмечено наличие пика на оборотной частоте 14,16 Гц (рис.5), превышающего по амплитуде пики на других частотах. Ярко выражен пик, соответствующий третьей гармонике оборотной частоты (42,5 Гц). При этом дисперсия сигнала составила  $\sigma^2 = 0,0062$  В<sup>2</sup>, а уровень  $\bar{z} = 151$  мВ.

Появлению ярко выраженного пика на оборотной частоте связано с наличием колебания вала. Видимо, это вызвано несоосностью вала насоса с центральной осью инерции, либо появлением дефектов на некоторых лопатках, либо износом самого вала.



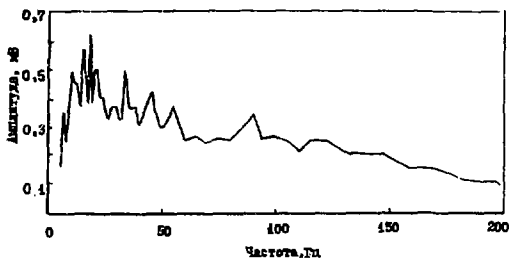


Рис.4. Спектр бездефектного насоса

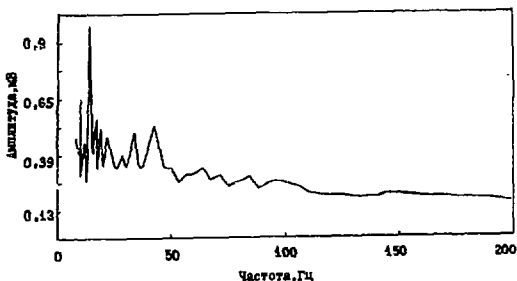


Рис.5. Спектр неисправного насоса

Во время планово-предупредительного ремонта вынутую часть насоса заменили, после чего вновь была снята спектральная характеристика (рис.6). Характер ее аналогичен спектру бездефектно работающего насоса 2. Пик оборотной частоты 14,1 Гц незначительно превышает уровень остальных пиков. Гармоники, кратные оборотной частоте, не выделяются. При этом дисперсия отбавшей составила  $\sigma^2 = 0,0019$ , а средний уровень  $\bar{z} = 94$  мВ, что хорошо согласуется с характеристиками сигнала бездефектного насоса.

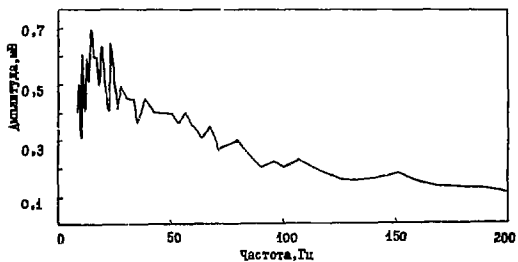


Рис.6. Спектр отремонтированного насоса

В заключение следует отметить, что постоянный контроль уровня сигналов с насосов и периодический спектральный анализ отбавших сигналов показал возможность определения *аномалий* на разных стадиях их развития.

Статья поступила в редакцию 25 февраля 1988 г.

УДК 539.107.4 : 621.039.564

**КОНТРОЛЬ АКТИВНОЙ ЗОНЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА  
ВНЕЗОННЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ ПРЯМОЙ ЗАРЯДКИ**

Ю.И.Лещенко, В.Н.Ермолов, И.В.Ликовлева

Представлены результаты испытаний на реакторе БОР-60 детекторов прямой зарядки с эмиттерами из родия, установленными как в активной зоне, так и выше ее. Исследованы условия испытания и характеристики детекторов.

**FAST REACTOR CORE MONITORING BY THE USE OF OUT-CORE SELF-POWERED DETECTORS.**

Yu. I. Leshchenko, V. N. Ermolov, I. V. Yakovleva. The article presents the test results of rhodium self-powered detectors installed in and above the core. The test conditions and detector characteristics are investigated.

Обеспечение возрастающих требований к безопасности, а также экономичная работа быстрых реакторов возможна при наличии средств контроля локального энерговыделения. В советских быстрых реакторах оперативный контроль активной зоны осуществляется вне реакторными ионизационными камерами, которые практически не чувствительны к изменению энерговыделения теплопроводящих сборок (ТВС) в центральной части активной зоны. Существует также система внутриреакторных ТЭИ, расположенных над ТВС. Однако из-за специальной конструкции головки ТВС, способствующей интенсивному смешиванию потоков натрия соседних ТВС, эффективность такого контроля недостаточна. В этих условиях нейтронные детекторы, размещенные в тех же каналах, что и ТЭИ, могут быть полезны как средства контроля энерговыделения и для диагностики аномальных состояний.

Расчетно-экспериментальные исследования нейтронных полей в быстром реакторе БОР-60 показали, что наиболее предпочтительны для реализации данного способа контроля резонансные нейтронные детекторы. Были разработаны и испытаны на реакторе БОР-60 несколько конструкций детекторов прямой зарядки (ДПЗ) с эмиттерами из родия, сечение взаимодействия которых с нейтронами имеет ярко выраженную резонансную структуру.

Исследования чувствительности ДПЗ к мощности реактора и интегральной плотности потока нейтронов (ДПН), линейности тока ДПЗ при изменении мощности активной зоны, длительной стабильности показаний, отношения мгновенной и активационной составляющих тока, сопротивления изоляции позволяют утверждать, что ДПЗ - подходящее средство, обеспечивающее высокую надежность контроля. Внезональные ДПЗ позволяют обнаруживать изменение нейтронного потока в отдельной ТВС при изменении расхода в ней, влияние положения стержня-регулятора на нейтронный поток в локальной области активной зоны, динамику изменения утечки нейтронов вверх с выгоранием.

**Быстрый реактор БОР-60, экспериментальные устройства**

По сравнению с промышленными энергетическими реакторами на быстрых нейтронах реактор БОР-60 имеет компактную активную зону (диаметр ~ 0,5 м, высота 0,45 м), содержащую смешанное  $UO_2 - PuO_2$  топливо, к которому сверху и снизу примыкает экран из  $UO_2$  толщиной 0,1 и 0,15 м соответственно. Активная зона и боковой экран набираются из ТВС с топливом под ключ 0,044 м.

Оперативное управление и автоматическое регулирование нейтронной мощности реактора осуществляется с помощью стержней АР-1 и АР-2, а режим работы активной зоны контролируется вне реакторными камерами деления, расположенными в графитовом блоке на расстоянии нескольких метров

от активной зоны. На-за плотности активной зоны плотность потока нейтронов, утекших через боковую поверхность реактора на калоры, с достаточной точностью пропорциональна мощности реактора.

Экспериментальные устройства устанавливались в ячейку Д-23 активной зоны. В работе по исследованию средств контроля использовались три вида устройств: разборные ТЭС, инструментальная ТЭС (ИТЭС) и инструментальная зона (ИЗ). В разборную ТЭС помещалась ампула с активационными нейтронными детекторами, затем ТЭС облучалась короткое время на мощности 0,1 МВт. В ИТЭС детекторы нейтронов типа ЛПС размещались в специальном канале, установленном вместо твэла, и охлаждались натрием. Зона снабжена сухим каналом, который, прижимая к каналу с ДТЗ, позволяет периодически, когда реактор работает на мощности, близкой к номинальной, облучать активационные детекторы. Некоторые характеристики условий измерения ДТЗ приведены в табл.1.

Таблица 1

Условия измерения ДТЗ

Устройство	Тип ДТЗ	Расстояние от центра АЗ, м (попереч. диаметр)	Температура минимальная, °С	Плотность потока нейтронов $10^{18} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Среда
ИТЭС	ДБ-1	0,73 (1)	450	25	Натрий
	ДБ-2	0,47 (2)	650	3	
	ДБ-3	0,70 (2)	650	3	
ИЗ	ДБ-3	0,43 (3)	600	2,5	Аргон
	ДБ-3	0,49 (3)	600	2,5	
	ДБ-1	0,70 (4)	550	1	

В экспериментальных устройствах использовались ДТЗ трех конструкций, отличающихся видом чувствительной части, эмиттером и типом изоляции.

Таблица 2

Характеристики ДТЗ

Тип ДТЗ	Эмиттер			Изолятор	Корпус	Диаметр корпуса, мм	Тип кабеля
	Масса, г	Форма	Длина, мм	Материал	Толщина, мм		
Д4	0,6-0,7	Спираль	20-30	$MgO$	0,5	4	КНМС(С)φ2
Д6	0,12	Цилиндр φ 0,3	20	$MgO$	0,3	2	—
Д8	0,2	Лопатка шириной φ 0,01	20	$MoO$ $Al_2O_3$	0,3 0,35	5	—

В качестве материала эмиттера использован родий, обладающий свойствами резонансного нейтронного поглотителя. Токоподводом детекторов служил кабель КНМС(С) φ2. Детекторы подвергались специальной вакуумно-температурной обработке и содержали газопоглощающие элементы. Аналогичной обработке подвергались и ТЭИ зоны.

Сигналы всех датчиков экспериментальных устройств записывались в течение всего времени испытаний (3-3,5 месяца) одновременно с сигналами вне реакторных камер и расходомеров и анализировались совместно. Измерительная аппаратура позволяла также производить автоматическое периодическое измерение сопротивления изоляции ДТЗ и ТЭИ, которое использовалось для косвенной оценки стабильности свойств датчиков в процессе эксплуатации.

Анализ показаний ДПЗ в различных режимах работы, как естественных, так и специально организованных, позволяет получить информацию по трем основным вопросам: по работоспособности детекторов, реальным характеристикам ДПЗ в определенных условиях работы и о закономерностях изменения характеристик поля нейтронов в местах установки ДПЗ. С помощью активационных измерений уточняются характеристики нейтронного поля и определяется степень доверия к результатам расчета.

#### Нейтронно-физические условия работы ДПЗ

В настоящее время практически только расчет способен дать подробные сведения о характеристиках полей нейтронов в быстром реакторе. Расчет нейтронных полей в активной зоне и надзонном пространстве производился с использованием комплекса программ НБ-6 /2/ и системы констант БНАБ-78. Для расчета скоростей реакций в родневых эмиттерах подготовлены и введены в библиотеку многогрупповые сечения для реакций ( $\pi, \gamma$ ) на  $^{403}\text{Rh}$ , в которых учитывалась блокировка резонанса для эмиттеров конечных размеров (толщины).

Расчет показывает, что интегральная ППН непрерывно падает по мере удаления от активной зоны (рис.1), однако по мере замедления быстрых нейтронов в области головок ТВС возрастает плотность потока нейтронов с энергиями менее 20 эВ (впятепловых нейтронов). Сравнение расчета с результатами измерения скоростей реакций для пороговых и резонансных активационных детекторов показывает, что отличие расчета для первых мало в активной зоне и не превышает 10-15 % для области интереса (над головками ТВС). В то же время расхождение расчетных и экспериментальных значений скоростей реакций для резонансных активационных детекторов может достигать сотен процентов (рис.2).

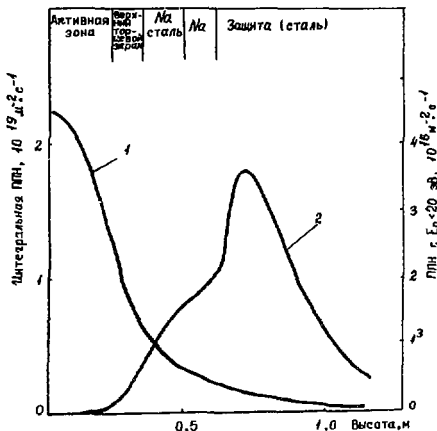


Рис.1. Расчетная зависимость плотности потока нейтронов от высоты:  
1 - интегральная ППН; 2 - ППН в энергетическом интервале 0,025-20 эВ

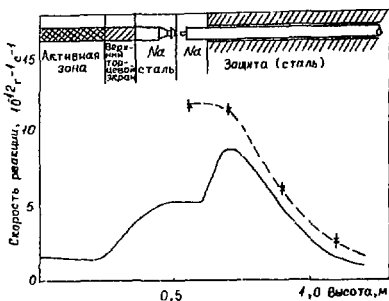


Рис.2. Зависимость скорости реакции  $^{197}\text{Au}(\text{n}, \gamma)$ :

— — — — — расчетная зависимость;  
 - - - - - эксперимент

Как показано на рис.2, расчетные спектры потоков тепловых нейтронов близки, и на своем деле условия для генерации сигнала от детектора, обладающего высокой чувствительностью к резонансным нейтронам, более благоприятны. Это обстоятельство позволяет рекомендовать в качестве материала эмиттера родий, при этом эмиттер должен быть достаточно тонким. Расчет в целом удовлетворительно оптимизует и распределение скоростей реакций для толстых родиевых эмиттеров. На рис.3 результаты расчета сравниваются с реальными значениями удельного тока (тока, отнесенного к единице массы эмиттера) для использованных ЛПЗ (расчетные и экспериментальные результаты нормированы в АБ). Характер расхождения для ЛПЗ с эмиттером толщиной 0,01 мм напоминает расхождение, представленное для реакции  $^{197}\text{Au}(\text{n}, \gamma)$  (см. рис.2). Несомненно, что в расчетной схеме следует более тщательно учитывать конструктивные особенности надзонной области.

Определенную роль в формировании спектра нейтронов и сигнала ЛПЗ играет и температура среды, которая регистрировалась стационарными и подвижными ТЭП. Температура теплоносителя на входе ТЭС, как правило, не должна превышать 500 °С, но в переходных режимах, например при остановах реактора, может достигать 650 °С (кратковременно). Полученное распределение температуры по высоте реактора показывает, что, в зависимости от места установки ЛПЗ, его токомывод находится при температуре 470–500 °С на длине 2,5–3 м.

Влияние  $\gamma$ -излучения на сигнал ЛПЗ, расположенного выше ТЭС, можно не учитывать. Действительно, в пределах активной зоны радиационное энерговыделение достигает 5–6 Вт/г, а вне зоны быстро уменьшается по мере удаления от нее так, что в области головок ТЭС оно меньше в 10–20 раз, чем в зоне  $\frac{1}{3}$ .

#### Результаты испытаний ЛПЗ

Поскольку подавляющее количество нейтронов ЛПЗ используется для контроля нейтронного потока в активной зоне тепловых реакторов, то основной характеристикой детектора считается чувствительность к ПНН (условной либо к ПН тепловых нейтронов). Величина ПНН в быстром реакторе (вне зоны) не характеризует однозначно отклик ЛПЗ, который зависит от спектра нейтронов. Более подходящим и естественным параметром, от которого зависит сигнал детектора, в нашем случае является тепловая мощность активной зоны (далее мощность реактора). При этом ЛПЗ удобно характеризовать чувствительностью к мощности реактора.

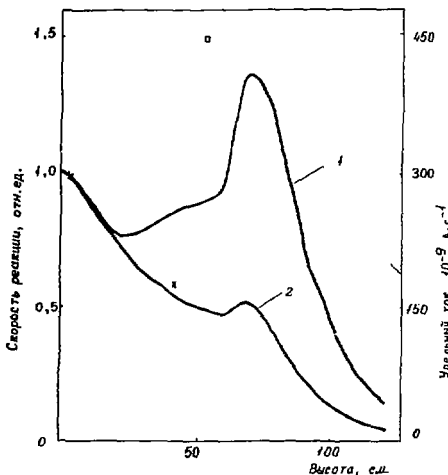


Рис.3. Расчетные высотные распределения скоростей реакций  $^{103}\text{Rh} (n, \gamma)$  для эмиттеров из стержня и удаленные токи ДТЗ (мощность реактора 50 МВт):

- 1 - скорость реакции для эмиттера толщиной  $0,01 \cdot 10^{-3}$  м;  
 2 - скорость реакции для эмиттера диаметром  $0,8 \cdot 10^{-3}$  м;  
 o - удельный ток ДБ-3; x - удельный ток ДБ-1 и ДБ-2

Чувствительность определялась путем анализа зависимостей токов ДТЗ от тепловой мощности реактора  $P$ . Последняя вычислялась по показаниям теплофизических штатных приборов. В период испытания экспериментальных устройств ИТЭС и ИЗ имело место значительное число остановов и пусков реактора, что позволило проанализировать зависимости  $J = f(P)$  для всех ДТЗ.

Зависимости могут быть линейными, а также иметь более сложную форму, что объясняется действием ближайшего регулятора мощности АР-1. В том случае, когда при выходе на мощность использовался только дальний регулятор АР-2, зависимости были весьма близки к линейным. Детальный анализ ряда зависимостей показал, что чувствительность ДТЗ несколько изменяется с изменением мощности реактора. В табл.3 приведены чувствительности ДТЗ и внешней ионизационной камеры для трех диапазонов мощности реактора. Изменение чувствительности внешних детекторов можно объяснить зависимостью утечки нейтронов из активной зоны от изменяющейся по мере роста мощности температуры графа.

Таблица 3

## Чувствительность детекторов ИЗ и ионизационной камеры

Диапазон мощности, МВт	Чувствительность детекторов, $10^{-9}$ А·МВт $^{-1}$			Чувствительность ИК, отн.ед.
	Д4-3	ДВ-3	Д4-4	
5-15	1,07	1,49	0,46	0,91
15-30	1,19	1,70	0,51	0,99
30-50	1,26	1,77	0,53	1,05

Чувствительность детекторов разных типов представлена в табл.4 вместе с отношением мгновенного  $J_m$  и активационного тока  $J_{акт}$ ,  $z = J_m/J_{акт}$ . Значения мгновенной составляющей тока ДПЗ определялись в специальных экспериментах, в которых путем быстрого перемещения регулирующего стержня вверх и вниз создавалось изменение нейтронного потока пикообразной формы и анализировался отклик ДПЗ. Такого рода эксперименты проводились в начале и в конце периода испытаний, а расхождения в оценках отношений  $z$  для детекторов, расположенных выше активной зоны, не превысили 15 %.

Таблица 4

## Характеристики ДПЗ в реакторе БОР-60

Тип ДПЗ	Чувствительность, $10^{-9}$ А·МВт $^{-1}$	Отношение $J_m/J_{акт}$	Чувствительность для кабеля КИЭС, $10^{-9}$ А·МВт $^{-1}$
Д6-1	0,75	$1,1 \pm 0,3$	в точке 1 <sup>а</sup>
Д6-2	0,45	$0,46 \pm 0,06$	- 0,82
Д4-2	1,5	$0,39 \pm 0,05$	
Д4-3	1,2		в точке 3
ДВ-3	1,8	$0,27 \pm 0,02$	- 0,02
Д4-4	0,53	$0,13 \pm 0,02$	в точке 4 - 0,01

<sup>а</sup> см. табл.1.

Значения отношения  $z = 0,13$  для детектора Д4, расположенного выше ТВС в массиве стальной защиты, близко к значению, полученному для того же типа ДПЗ в кипящем реакторе ВК-50 /4/.

Фоновый ток кабеля КИЭС (С)  $\neq 2$  тоже пропорционален мощности реактора, но имеет отрицательную полярность. Вблизи центра активной зоны (в точке 1) чувствительность кабеля превышает чувствительность детектора Д6. Для детекторов, расположенных над ТВС, ток кабеля составляет 1-2 от тока ДПЗ.

Чувствительность ДПЗ к изменению температуры определялась в специальных режимах, в которых температура теплоносителя изменялась при постоянной мощности либо знаки изменения этих величин были противоположны. Для детекторов ИТВС в диапазоне температур 400-500 °С чувствительность к температуре (ЧТ) составила 0,04 %/°С. Усовершенствование технологии изготовления ДПЗ позволило значительно уменьшить значение термостимулированного тока так, что для детекторов ИЗ измерить ЧТ не удалось.



Сопротивление изоляции является косвенным критерием надежности работы ДПЗ в реакторных условиях. Считается допустимым, если ДПЗ в топливном энергетическом реакторе имеет сопротивление изоляции  $5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$  Ом. Сопротивления изоляции испытанных ДПЗ лежали в диапазоне  $10^7 - 10^8$  Ом и изменялись в зависимости от мощности реактора и от времени. С увеличением мощности сопротивление уменьшается. Что касается времени, то за период работы  $\sim 40$  сут (на мощности 50 МВт) наблюдался рост сопротивления изоляции у трех детекторов, установленных в зоне, примерно в 1,5-2 раза.

Увеличение сопротивления изоляции свидетельствует об эффективной работе геттера, введенного в ДПЗ и значительно снижающего количество газов-носителей электричества при высокой температуре.

Благодаря надежной и стабильной работе ДПЗ и аппаратуры выявлены некоторые особенности поведения поля нейтронов над активной зоной. Периодически на реакторе осуществляется перекомпенсация регулирующих стержней, при этом положение стержней АР-1 и АР-2 изменяется без изменения мощности реактора и показаний внешней ионизационной камеры, сигналы которой используются в системе автоматического регулирования мощности. При извлечении стержня АР-1 из активной зоны сигналы ДПЗ уменьшаются пропорционально изменению положения стержня (рис.4). Чем дальше от ТВС расположен детектор, тем меньше реакция ДПЗ на изменение энерговыделения в части активной зоны, управляемой стержнем АР-1. Отметим, что ТЭП, находящийся на расстоянии  $\sim 20$  мм от ТВС, реагирует на эти изменения в 2,5 раза сильнее ДПЗ, что можно объяснить интенсивным левым уширением натрия на выходе ТВС с более холодным натрием экранов ТВС. Детекторы эффективно чувствуют повышение плотности потока нейтронов, происходящее, например, за счет увеличения утечки нейтронов из активной зоны при повышении температуры натрия на выходе ТВС. Уменьшение расхода натрия через ИТВС приводит к росту сигналов ДПЗ при неизменной мощности реактора. Относительное изменение сигналов составило 0,4 % на процент изменения расхода. Сходные значения эффекта получены и при изменении расхода через активную зону.

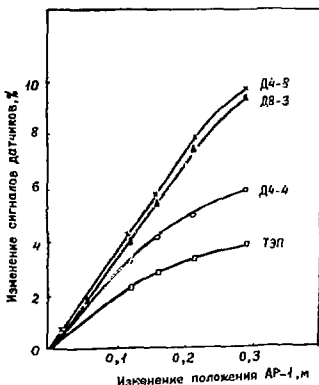


Рис.4. Относительное изменение сигналов датчиков зонда при изменении положения стержня АР-1 (мощность реактора постоянна)

При длительной работе реактора ПН над ТЭС постоянно изменяется как за счет уменьшения неравномерности энергораспределения по высоте ТЭС с выгоранием топлива, так и из-за повышения выходной температуры. Чувствительность ДЛЗ к мощности также уменьшается и в результате выгорания падает. Так, на мощности 50 МВт тонкий эмиттер детектора ДВ падает (за счет поглощения резонансных нейтронов) заметно - так, что чувствительность уменьшается в два раза через 153 сут. Ток ДЛЗ со спиральным эмиттером, выгорание которого меньше по крайней мере на порядок, остается практически постоянным (рис.5), поскольку, вероятно, уменьшение чувствительности за счет выгорания компенсируется ростом ПН из-за повышения температуры натрия на выходе ТЭС. При этом плотность натрия уменьшается и увеличивается уловка быстрых нейтронов в активной зоне вверх. Последнее обстоятельство подтверждается повышением на 10-15 % выхода детектора Д4-4 относительно выхода детектора Д4-3. Первый располагается на 0,2 м выше, ПН в этом месте по крайней мере в 2 раза меньше, выгорание эмиттера незначительно, а повышение чувствительности со временем можно отнести за счет эффекта температуры.

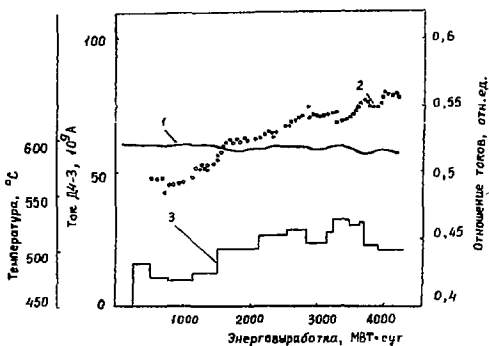


Рис.5. Зависимость тока детектора Д4-3, отношения токов детекторов Д4-4 и Д4-3, температуры на выходе ТЭС от энерговыработки:  
1 - ток детектора; 2 - отношение токов; 3 - температура на выходе ТЭС.

#### Анализ результатов

Локальные ДЛЗ с родием, как показывают результаты испытаний, могут служить надежным средством контроля ПН и в реакторе на быстрых нейтронах. Даже в реакторе ЛОР-60, с его компактной зоной и незначительными перепадами энергораспределения по активной зоне, с помощью вынесенных детекторов удается контролировать перекосы поля нейтронов при изменении положения стержней.

Поле нейтронов над ТЭС формируется за счет утечки нейтронов из активной зоны и, следовательно, реакции ДЛЗ пропорциональна энерговыделению в некоторой области активной зоны под названием "локальности" детектора - вальчина области, которую он контролирует, зависит от расстояния до активной зоны.

Как видно, связь поля нейтронов над активной зоной и энерговыделения в активной зоне не является простой, и еще более сложной является интерпретация показаний ДПЗ. Кроме энерговыделения в активной зоне, на формирование поля нейтронов и спектра нейтронов над ТВС влияют температура натрия на выходе ТВС и в реакторе в целом, а следовательно, и расход через ТВС (или область ТВС, или всю зону), положение регулирующих стержней. И хотя последние эффекты несравнимы по влиянию с першам, факт обнаружения их в малом реакторе позволяет делать оптимистические прогнозы на возможности применения системы распределенных в пространстве над ТВС нейтронных ДПЗ и ТЭП для повышения надежности контроля аномальных состояний активной зоны большого быстрого реактора.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Биямов В.Н., Еленко С.Н., Миняков А.А. и др. О возможности детектирования кипения натрия в реакторе БН-600 при помощи нейтронных шумов // *Атомная энергия*. 1985. Т.59, вып.4. С.293.
2. Алексеев П.Н., Бикинцова С.А. Модули комплекса НФ-6 для многогруппового диффузионного сеточного расчета плотности потока и ценности нейтронов в ядерных реакторах в двухмерной ХУ и РZ-геометрии: Препринт НИИАР-37(445), Дымитровград, 1980.
3. Неверов В.А., Асеев Н.А., Грязев В.М. и др. Исследование полей радиационного энерговыделения в реакторе БОР-60: Препринт НИИАР-6(414), Дымитровград, 1980.
4. Лещенко В.И. Подвижные ртутные детекторы прямого заряда. Конструкции, градуировка, применение: Препринт НИИАР-31(643), Дымитровград, 1984.

Статья поступила в редакцию 15 марта 1988 г.

## АНАЛИЗ ПУЛЬСОВ ПУАССОНОВСКОГО СЛУЧАЙНОГО ПРОЦЕССА

В.Ф.Борисов, М.Д.Исаева, О.А.Комшилов, П.В.Писарев

Исследованы вероятностные характеристики импульсного сигнала от ионизационной камеры. Рассмотрены вопросы анализа и идентификации сигналов ИК и интенсивметров. Получены результаты моделирования ионизационной камеры, могут быть полезны для разработки интенсивметров, работающих в импульсном режиме. Рассмотрены методы определения параметров сигнала ионизационной камеры.

ANALYSIS OF POISSON RANDOM PROCESS. V.F.Borisov, M.D.Isaeva, O.A.Komshilov, P.V.Pisarev. The probabilistic characteristics of pulsed ionisation chamber signals have been investigated. The results obtained by simulation can be used for development of counting ratemeters having a wide frequency range of measured ionisation chamber signals.

При разработке каналов измерения и регистрации ионизирующих излучений, состоящих из импульсных ионизационных камер (ИК) и интенсивметров (ИИ), решаются две задачи: первая — задача анализа и идентификации сигналов ИК и вторая — задача синтеза, т.е. на основе результатов решения первой задачи разработка ИИ с заданными метрологическими характеристиками.

Вопросам идентификации сигналов ИК посвящены работы [1,2], в которых достаточно полно рассмотрены вопросы аналитического описания формы выходного сигнала ИК в статическом режиме, т.е. без учета вероятностных характеристик сигнала, например таких, как среднего числа пересечений заданного уровня  $\pi(d)$ , а также плотности вероятности времени пребывания выше заданного уровня  $W(\tau, d)$ , отсутствие которых в значительной мере затрудняет разработку средств измерения сигналов ИК. В данной работе приведены некоторые результаты определения указанных характеристик методом имитационного моделирования для ряда форм выходных сигналов ИК.

Количественной мерой оценки качества ИИ в дальнейшем будет служить величина

$$\epsilon = \frac{\pi}{\pi_0}, \quad (1)$$

где  $\pi = \pi_{d_1} + \pi_{d_n}$  — измеренное (регистрируемое) число импульсов в единицу времени (скорость счета), т.е. число выбросов (в дальнейшем — пересечений снизу вверх или сверху вниз) как одиночных импульсов, так и наложенных импульсов порога (уровня) дискриминации (рис.1);  $\pi_{d_1}$  — среднее число пересечений одиночных импульсов уровня  $d_1$ ;  $\pi_{d_n}$  — среднее число пересечений наложенных импульсов (в дальнейшем — пачек) уровня  $d_n$ ;  $\pi_0$  — число импульсов, поступающих за единицу времени на вход ИИ, в дальнейшем — частота (средняя) или интенсивность;  $d$  — уровень дискриминации.

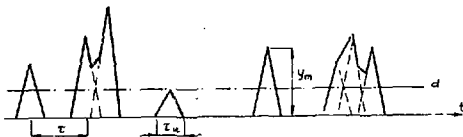


Рис.1. Импульсы тона детектора ионизирующих излучений.  $y_m$  — амплитуда одиночного импульса;  $\tau$  — длительность интервала времени между импульсами (пачками импульсов);  $\tau_u$  — длительность импульса

Величина  $\mathcal{E}$  представляет собой статистическую характеристику преобразования ИИ числа входных импульсов  $N_0 = n_0 T$  в некоторое число выходных импульсов  $N = n T$  ( $T$  - время усреднения) и зависит, в частности, от уровня дискриминации  $d$ , средней частоты  $n_0$  и вероятностных характеристик импульсов.

После несложных преобразований выражение (1) можно представить как

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_i P_i + \mathcal{E}_n P_n, \quad (2)$$

где

$$\mathcal{E}_i = \frac{n d_i}{n_i}; \quad \mathcal{E}_n = \frac{n d_n}{n_n};$$

$n_i$  - среднее число одиночных импульсов;  $n_n$  - среднее число пачек;  $P_i$  - вероятность появления одиночных импульсов,  $P_i = \frac{n d_i}{n_i}$ ;  $P_n$  - вероятность появления пачек,  $P_n = \frac{n d_n}{n_n} = 1 - \frac{n_i}{n_n} = 1 - P_i$ .

В настоящей работе приводятся результаты анализа каждой из составляющих, входящих в выражение (2), без учета их статистических погрешностей от конечности величины времени усреднения  $T$ .

Для определения перечисленных выше вероятностных характеристик, а следовательно, и  $\mathcal{E}$ , необходимо, в свою очередь, определить такие параметры, как плотность вероятности амплитудных значений одиночных импульсов  $W(y_m)$ , плотность вероятности распределения интервалов появления импульсов  $W(\tau)$ , а также форму импульсов  $y(t)$ .

В качестве плотности вероятности  $W(y_m)$  при определении вероятностных характеристик примем усеченный нормальный закон распределения вида

$$W(y_m) = \frac{c}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(y_m - m)^2}{2\sigma^2}}; \quad y_m > 0, \quad (3)$$

где

$$c = \frac{1}{1 - \Phi(-z)}, \quad z = \frac{m}{\sigma}; \quad \Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{t^2}{2}} dt.$$

Длительность интервалов времени  $\tau$  между появлениями событий, распределенных по закону Пуассона с параметром  $\lambda$  (в рассматриваемом случае - импульсов) распределена по экспоненциальному закону [3/

$$W(\tau) = \lambda e^{-\lambda \tau}, \quad (4)$$

где  $\lambda = n_0$  - параметр пуассоновского распределения;  $n_0 = 1/m\tau$  - величина, обратная математическому ожиданию длительностей интервала между импульсами  $m\tau$ .

При выборе модели формы импульса, для аналитического определения некоторых статистических характеристик выходов (например плотности вероятности времени пребывания одиночных импульсов выше уровня  $d$ ), необходимо стремиться к наиболее простой форме представления импульсов. С другой стороны, простая модель импульса может существенно исказить результаты определения величины  $\mathcal{E}$ , поэтому экспериментальное определение  $\mathcal{E}$  было выполнено для 5 различных форм импульсов с целью определения степени зависимости (чувствительности) характеристики  $\mathcal{E}$  от модели выходного сигнала ИК. Вид и аналитические выражения импульсов приведены на рис. 2. При этом выражение для сигнала  $Y_S(t)$  получено путем аппроксимации записи реального сигнала ИК.

Для однозначного описания во времени сигнала, кроме аналитического выражения для формы импульса и плотности вероятности амплитуды импульсов, необходимо также задать длительность импульса  $\tau_{\mu}^{(d)}$ . Здесь, в частности, возможны два варианта: либо длительность импульсов на

уровне дискриминации  $d = 0$  постоянна, т.е.  $\tau_{\mu}^{(0)} = A$  (где  $A$  - некоторое постоянное число порядка 100-200 нс, зависящее от тока камеры, линии связи, параметров входного устройства и т.д.) и не зависит от амплитудного значения  $Y_m$ , либо  $\tau_{\mu}^{(2)} = \sqrt{\sigma^2} |d=0$  и меняется линейно в зависимости от величины  $Y_m$ , причем  $\tau_{\mu}^{(2)} = A$  при  $Y_m = m$ . Первый вариант соответствует случаю применения в канале измерения ИИ широкополосного интегрирующего усилителя, а второй - ИИ без подобного усилителя.

Таким образом, исходными данными для моделирования пуассоновского потока импульсов являются:

- Усеченная нормальная плотность вероятности  $W(Y_m)$  ;
- экспоненциальная плотность вероятности  $W(\tau)$  ;
- Заданные формы импульсов (одна - из приведенных на рис.2) и параметры импульсов (соответствующие либо варианту  $\tau_{\mu}^{(1)}$ , либо  $\tau_{\mu}^{(2)}$ ).

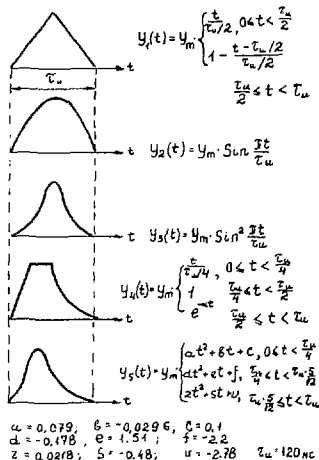


Рис.2. Формы импульсов сигналов ИИ, рассматриваемые при реализации метода имитационного моделирования

Рассмотрим каждую из составляющих выражения (2), считывая, что плотность вероятности амплитудных значений одиночных импульсов равна  $W(Y_m)$ . величину  $\alpha_1$  можно представить в виде

$$\alpha_1 = (1 - P_{nd}), \quad (5)$$

где  $P_{nd} = \int_0^d W(Y_m) dY_m$ .

Причем,  $\alpha_1$  зависит только от величин уровня дискриминации  $d$  и не зависит от формы импульсов, его параметров, а также частоты их следования. Для определения величины  $\rho_1$  необходимо знать длительность импульса  $\tau_n$  и частоту следования импульсов  $\pi_0$  или их произведение  $\alpha = \pi_0 \tau_n$ . Определение зависимости  $\rho_1$  от величины  $\alpha$  выполнено методом имитационного моделирования. Для этого на ЭММ моделировался случайный процесс, соответствующий приведенному на рис. 1, со следующими характеристиками:

- параметры распределения  $W(Y_m)$  в выражении (3) приняты равными:  $\sigma = 1, m = 3$ ;  
 - параметр  $\lambda = \pi_0$  в выражении (4) изменялся от  $4,2 \cdot 10^{-4}$  до  $8,3 \cdot 10^{-3}$  (в соответствии с изменением параметра  $\alpha$  в диапазоне  $[0,05; 1]$  и при  $\tau_n = 120$  нс).

Методика формирования случайных чисел с нормальным законом распределения хорошо известна, а моделирование случайных чисел, соответствующих времени появления импульсов с плотностью вероятности вида (4), выполнялось по методике, изложенной в литературе /4/, т.е. путем следующего преобразования двух независимых нормально распределенных с параметрами  $(0, \sigma_y^2)$  случайных величин  $Y_1$  и  $Y_2$ :

$$\hat{\tau} = Y_1^2 + Y_2^2. \quad (6)$$

Тогда  $\lambda = \frac{1}{2 \hat{\sigma}^2} = \pi_0$ .

Итак, моделирование случайных величин с плотностью вероятности вида (4) выполняется следующим образом:

1. Моделируются два независимых нормально распределенных с параметрами  $(0, 1)$  числа  $Y_1$  и  $Y_2$ .

2. Для моделирования случайного числа  $\tau$  о заданной величине

$$\lambda = \frac{\alpha}{\tau_n}$$

выполнялась операция нормировки, т.е. каждое из полученных чисел умножалось на коэффициент

$$K = \sqrt{\frac{1}{2 \pi_0}}$$

3. Вычислялось случайное число  $\hat{\tau}$  в соответствии с выражением (6). Шаг дискретизации при моделировании случайного процесса был определен экспериментально и соответствовал не менее 200 отсчетам для интервала времени, равного  $\tau_n$ .

В результате моделирования была определена зависимость  $\rho_1(\alpha)$ , которая с достаточной точностью как для потоков импульсов с  $\tau_n^{(1)}$ , так и с  $\tau_n^{(2)}$  в диапазоне  $\alpha = 0 + 1$ , может быть аппроксимирована зависимостью вида:

$$\rho_1 \approx e^{-1,9 \alpha}. \quad (7)$$

Определение зависимости  $\alpha_n$  от уровня дискриминации  $\alpha$ , величины  $\alpha$  и формы импульсного сигнала было выполнено также методом имитационного моделирования, по результатам которого можно сделать следующие выводы:

1. Зависимость  $\alpha_n(\alpha, d)$  имеет явно выраженный максимум, величина которого зависит от  $\alpha$ , т.е. от частоты следования импульсов.

2. Кривые  $\alpha_n(\alpha, d)$  пересекаются в области о координатами  $d = 3,0$  и  $\alpha_n \approx 0,3 + 0,4$ . Причем, следует отметить, что характер данных кривых незначительно зависит от приведенных на рис. 2 форм импульсов.

3. Зависимость  $\alpha_n(\alpha)|_{d=0}$ , равная отношению числа пачек к числу импульсов в пачках, не зависит от формы импульсов и может быть аппроксимирована зависимостью:

$$\alpha_n(\alpha)|_{d=0} = 0,5 - K' \alpha,$$

где  $K' \approx 0,228$ .

4. Количественно  $\alpha_n(\alpha, d)$  для одной и той же формы импульса незначительно зависит от вида представления импульса, т.е. от  $\tau_n^{(1)}$  или  $\tau_n^{(2)}$ .

На рис.3 приведены для примера экспериментальные зависимости  $\mathcal{E}_n(\alpha, d)$  для  $U_S(t)$  и  $t_n^{(0)}$ , а на рис.4 - зависимости  $\mathcal{E}(\alpha, d)$ , построенные по выражению (1) с учетом (5), (7) и графических данных рис.3. Причем, величина  $\mathcal{E}(d)$  для значений  $\alpha=0$  не зависит от формы импульсов и равна  $\mathcal{E}(d)|_{\alpha=0} = \mathcal{E}_1$ .

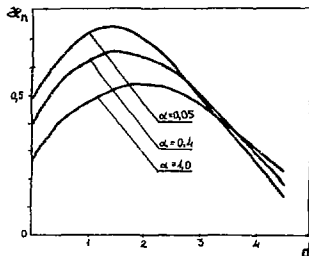


Рис.3. Зависимость статической характеристики пачек импульсов ( $\mathcal{E}_n$ ) от порога дискриминации для формы импульсов  $U_S(t)$  и  $t_n^{(0)} = \cos \pi t$  при различных нагрузках

Как видно из рис.4, для определенной величины  $\alpha$ , т.е. для уровня дискриминации, равного математическому ожиданию амплитудных значений импульсов, наблюдается незначительная зависимость  $\mathcal{E}$  от параметра  $\alpha$ , т.е. от частоты следования импульсов. Однако коэффициент преобразования  $\mathcal{E}$  в этом случае снижается приблизительно вдвое.

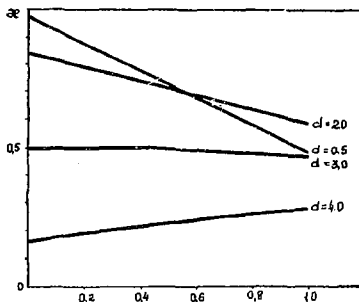


Рис.4. Зависимость статической характеристики общего числа импульсов ( $\mathcal{E}$ ) от загрузки при различных порогах дискриминации



На рис.5 для сравнения приведены зависимости  $\varepsilon_1 = \frac{\sigma}{0,5} - 1$  для  $y_1(t) \div y_2(t)$  и  $d = 3$ .

Это свойство импульсов случайной последовательности с экспоненциальным законом распределения интервалов появления импульсов и с нормальным распределением амплитудных значений можно использовать при аппаратной реализации ИИ в тех случаях, когда требуется высокая линейность коэффициента преобразования, но снижены требования к быстродействию (при заданной величине статистической погрешности и абсолютной величине измеряемой интенсивности). При этом величина уровня дискриминации аппаратуры должна быть равна наиболее вероятной величине амплитуд импульсов, т.е.  $d = m$ .

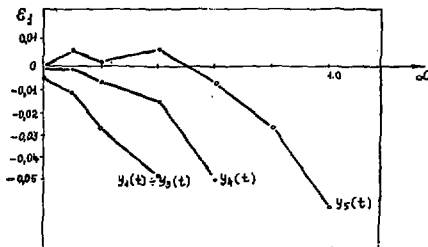


Рис.5. Зависимость погрешности преобразования от загрузки на входе для различных форм входного импульса при пороге дискриминации ( $d$ ), равном 3

Использование приведенных выше результатов позволяет предложить варианты алгоритмов для построения аппаратуры измерения средней частоты на основе минимизации величин погрешности  $\varepsilon_2$

$$\max |\varepsilon_2| = \sum_{i=1}^e K_i \alpha_{di}(\alpha) - 1, \quad (8)$$

где  $K_i$  - постоянные коэффициенты;  $\alpha_{di}(\alpha)$  - характеристика преобразования для уровня дискриминации  $d_i$ .

Таким образом, введение в ИИ дополнительных уровней дискриминации для анализа ИК позволит уменьшать методическую погрешность измерения  $\pi_0$ . Например, используя зависимости рис.4, можно показать, что погрешность в определении  $\pi_0$  при трех уровнях дискриминации, равных 2; 4 и 4,75 (по отношению к  $m = 3$ ), и коэффициентах  $K_1 = K_2 = K_3 = 1$  составит не более  $\max |\varepsilon_2| < 0,001$  в диапазоне  $\alpha = 0 + 1$ . Такие же данные можно получить и для других уровней дискриминации  $d_i$  и коэффициентов  $K_i$ .

Реализация алгоритма (8) сопряжена с трудностью определения  $\pi$ , поскольку данная величина априорно, как правило, неизвестна. Однако величину  $\pi$  приближенно можно определять косвенным методом без использования специальных средств измерения. Для этого следует обратиться к графическим зависимостям рис.6, построенным по данным рис.4, из которых следует, что с помощью (как минимум) четырех измерений можно приблизительно определить искомого величину  $\pi$ .

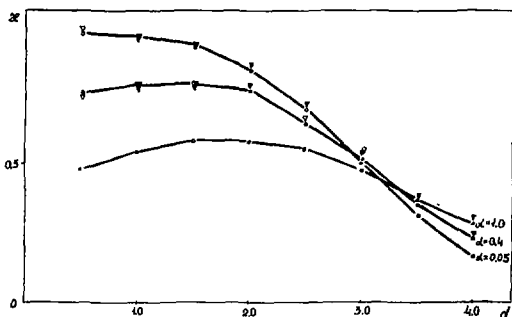


Рис.6. Зависимость статической характеристики ( $\alpha$ ) от порога дискриминации при различных нагрузках для  $\tau_n = const$  и  $\tau_n \neq const$  :  
 $\circ - \tau_n^{(0)}$ ;  $\nabla - \tau_n^{(k)}$

Вше были рассмотрены вопросы анализа методических погрешностей измерения интенсивности, связанные с характером измеряемого процесса: его вероятностными характеристиками и формой импульсов с выхода ИК. В то же время при практической реализации важным моментом является анализ инструментальных погрешностей измерения интенсивности. К одной из таких погрешностей, в частности, следует отнести погрешность от конечности величины быстродействия  $\tau_{\text{с}}$ : импульсы с длительностью  $\tau_i < \tau_{\text{с}}$  регистрироваться не будут.

С учетом этого источника погрешности выражение (2) для  $\alpha$  примет вид:

$$\alpha_T = P_{\text{и}} \alpha_i (1 - P_{\text{и}}) + (1 - P_{\text{и}}) \alpha_n (1 - P_{\text{и}}), \quad (9)$$

где

$$P_{\text{и}} = \int_0^{\tau_{\text{с}}} W_i(\tau_i, d) d\tau_i;$$

$$P_{\text{н}} = \int_0^{\tau_{\text{с}}} W_n(\tau_i, d) d\tau_i;$$

$W_i(\tau_i, d)$  и  $W_n(\tau_i, d)$  - плотности вероятностей распределения времени пребывания одиночных импульсов и пачек выше уровня  $d$  соответственно.

Из (2) и (9) можно получить выражение для погрешности измерения интенсивности от конечности величины быстродействия:

$$\varepsilon_T = \frac{\alpha_T - \alpha}{\alpha} = \frac{\alpha_i P_i P_{\text{и}} + \alpha_n (1 - P_i) P_{\text{и}}}{\alpha}. \quad (10)$$

Выражение для  $W_i(\tau_i, d)$  для сигнала вида  $Y_f(t)$  (см. рис.2) в удобном для дальнейшего анализа виде получить достаточно трудно.

Однако поскольку данная характеристика необходима для анализа величины погрешности, то возможно предположить, что замена выражения плотности вероятности для  $Y_f(t)$  на выражение  $W_i(\tau_i, d)$  для более простой модели сигнала, например  $Y_i(t)$ , не внесет существенной погрешности в определение величины  $\varepsilon_T$ .

Выражение  $W_1(\tau_i, d)$  и сигнала  $Y_i(t)$  с  $\tau_H^{(i)}$  после несложных преобразований с использованием метода нелинейного преобразования случайных величин имеет вид

$$W(\theta) = \frac{c}{\sqrt{2\pi}} \frac{d}{(1-\theta)^2} \exp\left(-\frac{\left(\frac{d}{1-\theta} - m\right)^2}{2}\right), \quad \theta = \frac{\tau_i}{\tau_H}.$$

Тогда

$$P_{н1} = \frac{c}{\sqrt{2\pi}} \int_{\delta_1}^{\delta_2} e^{-\frac{t^2}{2}} dt,$$

где

$$\delta_1 = d - m; \quad \delta_2 = \frac{d}{1-\theta} - m.$$

В свою очередь, подобную оценку для  $W_n(\tau_i, d)$  в аналитической форме даже для простой модели сигнала получить затруднительно. В этом случае следует вновь обратиться к имитационному моделированию, в результате использования которого были получены данные, приведенные на рис. 7, на котором также приведены зависимости  $P_{н1}(\theta, d)$ .

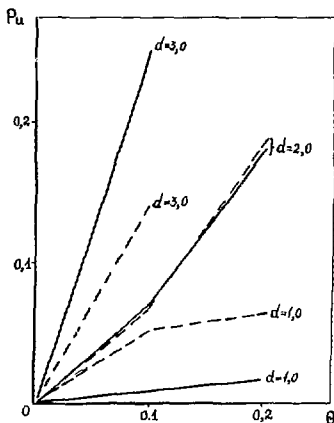


Рис. 7. Вероятности просчетов одиночных импульсов  $P_{н1}$  и пачек импульсов  $P_{н.н}$  в зависимости от быстроты действия аппарата при различных порогах дискриминации:

— — — — —  $P_{н1}$ ;    - - - - -  $P_{н.н}$

Причем, как показали результаты имитационного моделирования, величина  $\rho_{\text{нн}}$  для заданного уровня дискриминации (в пределах от  $d = 1$  до  $d = 3$ ) и  $\theta$  от частоты зависит незначительно. Из сравнения  $\rho_{\text{нн}}$  и  $\rho_{\text{нл}}$  следует отметить, что для приближенной оценки величины  $\varepsilon_{\Sigma}$  можно положить эти величины равными. Тогда (10) примет простой вид, весьма удобный для практического применения:

$$\varepsilon_{\Sigma} \approx \rho_{\text{нн}}.$$

Например, для уровня дискриминации  $d = 3$ ,  $\tau_{\text{н}} = 100$  нс и величины погрешности  $\varepsilon_{\Sigma} \approx 0,05$  разрешающая способность ИИ должна быть не хуже 2 нс.

Приведенные выше результаты могут быть полезными как при разработке, так и при эксплуатации средств измерений сигналов ИК.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Курашов А.А. Идентификация нонинструментальных излучений средних и низких энергий. М.: Атомиздат, 1979.
2. Электронные методы ядерной физики / Под ред. И.А.Металдина. М.: Атомиздат, 1968.
3. Хан Г., Шелбро С. Статистические модели в инженерных задачах. М.: Мир, 1969.
4. Бывов В.В. Цифровое моделирование в статистической радиотехнике. М.: Сов. радио, 1971.

Статья поступила в редакцию 5 января 1988 г.

АВТОМАТИЗАЦИЯ АНАЛИЗА И ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
ДАНЫХ: СИСТЕМА "СОЛЯРИС"

С.Е.Пирогов, А.А.Афонасов

Описан программный комплекс СОЛЯРИС, предназначенный для обработки информации, поступающей с экспериментальных стендов или технологических линий. Обработка информации производится на комплексах АРМ-1 или АРМ-2 с операционной средой РАФОС-2.

COMPUTERIZATION OF EXPERIMENTAL DATA ANALYSIS AND PROCESSING: "SOLYARIS" SYSTEM. S.E.Pirogov, A.A.Afonasov. The article describes the SOLYARIS program system intended for processing data originated from test facility or process lines. The data are processed using the ARM-1 or ARM-2 system with PAFOS-2 operational environment.

Важнейшую роль в обеспечении надежности и эффективности объектов атомной энергетики играют экспериментальные исследования, ценность которых в большой степени определяется качеством системы сбора и обработки экспериментальной информации. В большинстве случаев наиболее важные экспериментальные работы (например теплофизические эксперименты) проводятся на сложном энергоёмком оборудовании (стенды, реакторные петли) и отличаются рядом особенностей:

- высокой стоимостью оборудования и проведения самого эксперимента;
- большим объемом регистрируемой информации, так как снимаются характеристики параметров в течение длительного времени (каждый параметр имеет широкий динамический диапазон в пределах 2-4 декад);
- разнотипностью приборов и носителей информации;
- разнохарактерностью и сложностью методов обработки экспериментальных данных.

Перечисленные особенности условий проведения эксперимента и регистрации данных чрезвычайно усложняют работу с экспериментальной информацией /1/. Обработка данных "вручную" приводит либо к неоправданно большим затратам времени, либо к потере большой части информации, что крайне нежелательно.

Объединение этапов, связанных с сортировкой и первичной обработкой информации, подготовки архива экспериментальных данных и алгоритмов аналитико-расчетной обработки по методикам в рамках одной программной системы приводит к единой форме представления данных в ЭВМ, что позволяет получить качественно новые возможности для исследования:

- создание единого архива данных практически неограниченной емкости (банк данных, банк результатов);
- сравнительные расчеты по данным разных экспериментов;
- обработка данных по различным методикам;
- создание банка алгоритмов аналитической обработки.

Реализация в рамках такой системы функций непосредственного редактирования информации с широким спектром возможностей, например аффинных преобразований, декомпозиционирования и т.п., делает ее функционально законченной и позволит использовать при работе практически с любыми экспериментальными данными.

Удовлетворение перечисленных выше требований возможно на вычислительных комплексах, обладающих средствами манипулирования графическими информационными образами и, следовательно, включающих разнообразную графическую периферию. К этим комплексам относятся мини-машинные АРМы 1-го или 2-го поколений, включающие в свой состав кодировщик графической информации, высокоскоростной графообразователь, алфавитно-цифровой и графический дисплей, что позволяет рассматривать их как инженерную рабочую станцию /2/.

Результатом исследований и работ по автоматизации процедур обработки экспериментальной информации явилось создание программного комплекса СОЛМРИС, функционирующего в операционной среде РАФЭС-2 /3/ мини-машинного комплекса АРМ-М. Система легко адаптируется на операционную обстановку и техническую конфигурацию АРМ-1 или АРМ-2. К особенностям системы следует отнести независимость от конкретного вида физического процесса, являющегося поставщиком экспериментальной информации. Для ввода данных может быть использовано практически любое периферийное устройство комплекса АРМ (оптический кодировщик графической информации, устройство ввода с магнитной ленты, устройство ввода с перфокарты, алфавитно-цифровой дисплей). Совокупность программного инструментария поддержки экспериментальной базы данных (ЭБД) обеспечивает целостность и непротиворечивость данных, их защиту от некорректных действий пользователя и аварийных ситуаций, возникающих в вычислительной среде комплекса АРМ.

В возможности системы входит широкий спектр функций графического редактирования экспериментальной информации: аффинные преобразования, фрагментирование данных, полиномиальная интерполяция, определение выборочной совокупности данных для последующей аналитической обработки. Система допускает проведение только "визуального" манипулирования данными, без сохранения результатов преобразований в экспериментальной ЭБД. В качестве устройства для получения твердой копии используется высокоскоростной графопроектор, включенный в состав комплекса АРМ.

Программный комплекс СОЛМРИС является "открытой" системой со средней степенью связности /4/, что позволяет обеспечить простое подключение библиотечных модулей аналитической обработки. С помощью программного комплекса СОЛМРИС была проведена обработка 200 экспериментальных зависимостей, характеризующих теплофизические процессы на АЭС.

Представляют интерес следующие результаты:

Суммарное время взаимодействия пользователей с системой. . . . .	10 ч
Ввод функциональных зависимостей. . . . .	4 ч
Графическая обработка данных. . . . .	4 ч
Аналитические расчеты и вывод результатов. . . . .	2 ч
Затраты процессорного времени счета. . . . .	1,5 мин
Скорость ввода экспериментальных зависимостей с помощью оптического кодировщика или алфавитного терминала . . . . .	60 функций/ч
Точность введенной графической информации . . . . .	0,1 мм

Использование системы СОЛМРИС значительно повышает скорость и точность обработки экспериментальных данных, снижает цикл обработки от нескольких дней до 1-2 сеансов на комплексе АРМ. Работа с системой СОЛМРИС освобождает пользователя от трудоемких и рутинных операций, связанных с обработкой экспериментальной информации, позволяет проводить обработку экспериментальных данных на качественно новом уровне. Описанная система может рассматриваться в качестве базового программного обеспечения автоматизированного рабочего места исследователя-экспериментатора.

В заключение следует отметить, что в перспективе возможны доработки системы, которые позволят повысить информативность экспериментальной ЭБД, усилить активный диалог между пользователем и системой, расширить элементы функциональной алгебры возможности графической обработки информации. Возможна также и автоматизация ввода информации с первичных носителей при появлении устройств типа интеллектуальных кодировщиков графической информации, планшетных дигитайзеров и планшетов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Трофимов Н.А., Лапко В.В. Измерение параметров теплофизических процессов в ядерной энергетике. М.: Атомиздат, 1979.
2. Норекков И.И. Системы автоматизированного проектирования. Принципы построения и структура. М.: Высшая школа, 1986.
3. Операционная система СИ ЭИМ РАФЭС: Справочник/ Под ред. В.П.Сельмана. И.: финансы и статистика, 1984.
4. Эдгнер К. Методы проектирования программных систем. М.: Мир, 1985.

Статья поступила в редакцию 19 августа 1987 г.

УДК 621.039.514.2

ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ  
РЕЖИМОВ СО СБОРОМ ПАРА ИЗ КОМПЕНСАТОРА ДАВЛЕНИЯ  
В БАРЕБОТЕР АЭС С ВВЭР

Г.В.Алехин, Б.Е.Волков

Представлены методика и некоторые результаты расчета динамики давления в барботере и подводящих трубопроводах для АЭС с ВВЭР. Описаны особенности вычислительной программы.

PROGRAM FOR ANALYSIS OF OPERATING CONDITIONS WITH STEAM DUMPING FROM PRESSURIZER TO PRESSURE-SUPPRESSION POOL AT THE WWER NUCLEAR POWER PLANT. G.V.Alehin, B.E.Volkov. The article presents methods and results of the dynamic analysis of pressure in a pressure-suppression pool and in feed pipelines for the WWER nuclear power plant. The main features of the computing system have been desc. sed.

Одной из составных частей АЭС с ВВЭР является барботер, который служит для приема парогазовой смеси, сбрасываемой из компенсатора давления (КД) после открытия предохранительных клапанов. В связи с ростом требований к расчетному обоснованию надежности и безопасности АЭС возникает необходимость детального рассмотрения режимов со сбросом парогазовой смеси в барботер. На рис.1 приведена расчетная схема системы сброса парогазовой смеси, принятая в программе БАРЕБОТЕР. Входными параметрами программы являются геометрические и гидравлические характеристики барботера и подводящих трубопроводов, характеристики парогазовой смеси на выходе из КД.

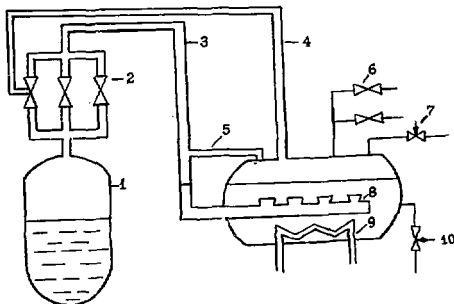


Рис.1. Расчетная схема системы сброса парогазовой смеси:  
1 - компенсатор давления; 2 - предохранительные клапаны;  
3 - газовая полость нижнего подводящего трубопровода;  
4 - линия сброса верхнего подводящего трубопровода;  
5 - линия сброса вакуума; 6 - предохранительные мембраны;  
7 - система газоудаления; 8 - сопло; 9 - теплообменник;  
10 - регулятор подачи питательной воды

Барботер представляет собой стальной горизонтальный цилиндрический сосуд, состоящий из обечайки и двух эллиптических днищ. В средней части корпуса имеется люк-лаз. В цилиндрической обечайке люка-лаза встроены два патрубка с фланцами под предохранительные мембраны. Внутри барботера установлены теплообменники для поддержания температуры воды, два коллектора с соплами, предназначенные для организации барботажной конденсации пара, устройства регулирования давления и уровня в барботере. Помимо нижнего подводящего трубопровода, для некоторых импульсно-предохранительных устройств (ИПУ) небольшая часть смеси из КЦ может попадать в барботер через верхний подводящий трубопровод. При этом основная часть пара, поступающая в барботер из сопел нижнего подводящего трубопровода, конденсируется в "холодной" воде. В конструкции предусмотрена линия сброса вакуума. После открытия предохранительных клапанов КЦ в нижнем подводящем трубопроводе происходит процесс вытеснения водяного столба (при его наличии).

При расчете параметров в нижнем подводящем трубопроводе используются две расчетные точки, соответствующие газовой полости и участку с водяным столбом. В барботере выделяются нижний и верхний объемы, которые соответствуют "холодной" воде и газовой смеси в начальном состоянии. При расчете динамики давления верхнего подводящего трубопровода рассматривается одна расчетная точка.

Основными методическими допущениями являются следующие:

- теплообмен среды с металлом подводящих трубопроводов и барботера не учитывается;
- полное давление смеси в барботере и подводящих трубопроводах принимается одинаковым во всем объеме;
- волновые явления в подводящих трубопроводах не рассматриваются в связи с конечным временем открытия предохранительных клапанов (за время  $\geq 0,1$  с);
- перемешивание газа в газовом объеме и воды в водяном объеме идеальное.

#### Определение расходов воды и парогазовой смеси

При расчете расхода воды в нижнем подводящем трубопроводе принято, что энтальпия воды в нем не меняется, и вода с паром или газом на линии раздела парогазовой смеси с водой энергией и массой не обмениваются.

Значения расхода воды и длины водяного столба определяются из уравнений:

$$\left( \sum_l \frac{\ell_i}{f_i} \right) \frac{dG_g}{d\tau} = P_{mp} - P_g - \Delta P_{нвб} - \Delta P_{трлн} ; \quad (1)$$

$$\frac{d\alpha_g}{d\tau} = - \frac{G_g V_g}{f(\alpha_g)} , \quad (2)$$

где  $\ell_i, f_i$  - длина и площадь проходного сечения  $i$ -го участка с водяным столбом соответственно;  $G_g$  - расход воды;  $\tau$  - время;  $V_g$  - удельный объем воды;  $\alpha_g$  - длина водяного столба;  $P_{mp}, P_g$  - давление газовой смеси в подводящем трубопроводе и барботере соответственно;  $\Delta P_{трлн}, \Delta P_{нвб}$  - потери давления на трение потока и извлекший напор соответственно.

Термодинамические параметры водяного столба принимаются при постоянной энтальпии, равной начальному значению, и давлении  $P_g = (P_{mp} + P_g) / 2$ .

При определении потерь на трение суммарное гидравлическое сопротивление при параллельном и последовательном соединенных может быть получено, в соответствии с литературой [1], из следующих уравнений:

$$\xi_{общ} = \left( \sum_l f_i \right)^2 / \left( \sum_l \frac{f_i}{\sqrt{\xi_i}} \right)^2 ; \quad (3)$$

$$\xi_{общ} = \left( \frac{f_n}{f_1} \right)^2 \xi_1 + \left( \frac{f_n}{f_2} \right)^2 \xi_2 + \dots + \xi_n , \quad (4)$$

где в уравнении (3)  $\xi_{общ}$  приведено к сечению  $\sum_l f_i$ , а в уравнении (4) к сечению  $f_n$ .



Расчетная схема соединения сопротивлений в нижнем подводящем трубопроводе приведена на рис. 2. В ней рассмотрено разделение подводящего трубопровода на два коллектора с силами, а  $\xi_{\text{вх}}$  - коэффициент гидравлического сопротивления шода в коллектор.

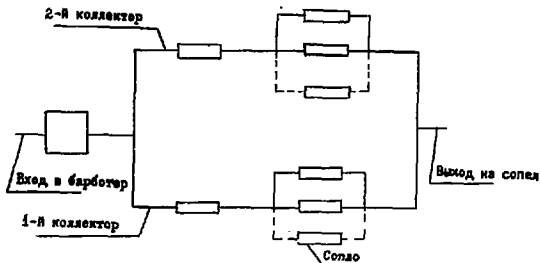


Рис. 2. Расчетная схема соединения сопротивлений в нижнем подводящем трубопроводе

При расчете расходов парогазовой смеси из КД в подводящий трубопровод и из трубопровода в барботер, в соответствии с [1], используются следующие соотношения:

$$G_{\text{см}} = a q_2 f \sqrt{P_1 / v_{\text{см}}} \quad \text{при } P_2 < P_{\text{кр}}, \quad (5)$$

$$G_{\text{см}} = b \sqrt{\frac{2g f_2 (P_1 - P_2)}{\xi v_{\text{см}}}} \quad \text{при } P_2 \geq P_{\text{кр}}; \quad (6)$$

$$P_{\text{кр}} = 0,545 q_2 P_1, \quad (7)$$

где  $f$  - расчетное сечение трубопровода, принимаемое равным минимальному сечению;  $q_2$  - относительный расходный коэффициент, зависящий от суммарного коэффициента гидравлического сопротивления, отнесенного к скорости в расчетном сечении;  $a, b$  - коэффициенты пропорциональности, зависящие от размерности единиц ( $q_2, a, b$  - определяются в соответствии с [1]);  $P_{\text{кр}}$  - критическое давление, определяемое без учета наличия газов по давлению в трубопроводе или КД;  $P_1, P_2$  - давление среды в элементах, являющихся источником и стоком массы и энергии соответственно;  $g$  - ускорение свободного падения;  $v_{\text{см}}$  - удельный объем парогазовой смеси, определяемый по формуле для равновесной гомогенной смеси.

#### Расчет динамики давления в подводящих трубопроводах

В газовых объемах подводящих трубопроводов рассматривается произвольное состояние термодинамически равновесной парогазовой смеси, имеющей температуру, одинаковую во всем объеме. Граничным условием изменения объема газовой полости нижнего подводящего трубопровода является расширение объема парогазовой смеси за счет истечения водяного столба  $dV_{2n}/dt = Gg v_g$ . После исчезновения водяного столба и для верхнего подводящего трубопровода полагаются  $dV_{2n}/dt = 0$ . Для расчета динамики давления используются соотношения в виде:

$$\frac{dM_{\text{см}}}{dt} = \sum_i G_i; \quad (8)$$

$$\frac{dh_{см}}{d\tau} = \frac{1}{M_{см}} \left[ \sum_i G_i h_i - h_{см} \sum_i G_i + \mathcal{V}_{гп} \frac{dP}{d\tau} \right]; \quad (9)$$

$$\mathcal{V}_{гп} = \sum_{i=1}^{NG} M_i \mathcal{V}_i; \quad (10)$$

$$h_i = h(P_i, T_{см}); \quad (11)$$

$$\mathcal{V}_i = \mathcal{V}(P_i, T_{см}), \quad (12)$$

где  $\sum_i G_i$ ,  $\sum_i G_i h_i$  - сумма расходов и энергий (суммирование ведется по всем входящим и выходящим расходам);  $NG$  - количество сортов газа, включая пар;  $T_{см}$  - температура газовой смеси;  $\mathcal{V}_{гп}$  - объем газовой полости;  $\mathcal{V}_i$ ,  $h_i$ ,  $P_i$  - удельный объем, удельная энтальпия и давление  $i$ -го компонента соответственно.

Давление каждого компонента парогазовой смеси, перемешанного с другими компонентами, определяется для смеси газов в приближении Ван-дер-Ваальса в соответствии с методикой, изложенной в [2]. При этом уравнения записываются в виде:

$$\mathcal{V}_i(P_i, T_{см}) = \frac{\mathcal{V}_{гп}}{\mu_i \left( \sum_{j=1}^{NG} \frac{M_j}{\mu_j} \right)}, \quad i = 1, NG; \quad (13)$$

$$M_{см} h_{см} = \sum_{i=1}^{NG} M_i h_i(P_i, T_{см}); \quad (14)$$

$$P_{см} = \sum_{i=1}^{NG} \frac{M_i}{\mu_i} P_i / \sum_{i=1}^{NG} \frac{M_i}{\mu_i}; \quad (15)$$

$$\frac{dM_i}{d\tau} = \sum_j G_{ji}, \quad i = 1, NG, \quad (16)$$

где  $\mu_i$  - молекулярный вес  $i$ -го сорта газа;  $M_i$ ,  $G_{ji}$  - масса и сумма расходов для  $i$ -го сорта газа соответственно.

Совместно с уравнениями (8)-(12) данная система уравнений образует замкнутую систему уравнений и может быть решена итерационными методами. В смеси газов при этом пар может быть перегретым или находиться на линии насыщения. Возможно также и состояние с пароводяной гомогенной смесью.

#### Расчет динамики давления в барботере

Расчетная модель барботера предусматривает определение параметров для нижнего и верхнего объемов, разделенных уровнем (геометрической границей раздела фаз). В начальном состоянии эти объемы соответствуют объему воды и газовой смеси в барботере. Основные уравнения состояния сохраняют, массы и энергии аналогичны уравнениям (8)-(16) и записываются отдельно для верхнего и нижнего объемов барботера. При этом консервативно принято допустить, что время транспорта несконденсированного пара и газа от сопел до верхнего объема барботера пренебрежимо мало.

Обмен массой и энергией через уровень при всплывании пузырьков пара (в случае нахождения пароводяной смеси в нижнем объеме) определяется в виде

$$m_n = \frac{M_n}{\tau_g}; \quad (17)$$

$$\tau_{\delta} = \frac{\kappa \mathcal{V}_{\delta}}{S_{\delta} W_n} ; \quad (18)$$

$$W_n = \frac{a + b P_{\delta}}{1 - \mathcal{J}_n} , \quad (19)$$

где  $\tau_{\delta}$  - среднее время всплытия пузырьков пара;  $\mathcal{V}_{\delta}$  - объем воды;  $S_{\delta}$  - среднее поперечное сечение водного объема барботера;  $m_n$ ,  $M_n$ ,  $W_n$ ,  $\mathcal{J}_n$  - расход, масса, скорость и содержание пара соответственно;  $a$ ,  $b$ ,  $\kappa$  - коэффициенты, задаваемые пользователем с учетом экспериментов, например /3/.

Оценки среднего времени падения капли конденсата из верхнего объема проводится в предположении их свободного падения. Определение объемного паросодержания  $\mathcal{J}_n$  в водном объеме барботера при наличии пароводяной смеси осуществляется после решения уравнений сохранения массы и энергии, аналогичных уравнениям (8)-(9), и получения весового паросодержания по формуле

$$x_F = \frac{h_F - h'}{h'' - h'} ,$$

где  $h_F$  - удельная энтальпия пароводяной смеси;  $h'$ ,  $h''$  - удельные энтальпии воды и пара на линии насыщения при давлении  $P_{\delta}$ .

Тогда

$$\mathcal{J}_F = \frac{M_F x_F v''}{M_F (1 - x_F) v' + M_F x_F v''} ,$$

где  $M_F$  - масса пароводяной смеси;  $v'$ ,  $v''$  - удельные объемы воды и пара на линии насыщения при давлении  $P_{\delta}$ .

При решении уравнений сохранения массы и энергии в водном объеме барботера учитывается работа теплообменника и регулятора подачи питательной воды. Значение  $S_{\delta}$  может быть определено как отношение объема воды к высоте водного столба в барботере.

#### Расчет параметров паровых струй на выходе из сопел барботера

На рис.3 приведена характерная форма паровой струи при истечении из сопла.

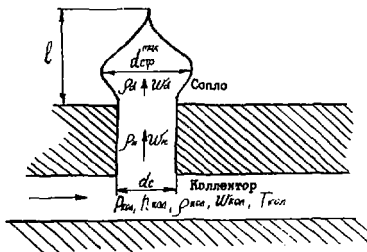


Рис.3. Форма паровой струи при истечении из сопла

Оценка размеров несконденсировавшейся паровой струи на выходе из сопел проводится с учетом результатов работы [4]. При этом длина паровой струи определяется для докритического состояния в виде

$$\frac{\ell}{d_c} = 0,9106 \left( \frac{z}{C_{p\beta} \Delta T} \right)^{1,76} \left( \frac{\rho_{\text{кол}} W_n}{\rho \beta g d_c} \right)^{0,435}, \quad (20)$$

где  $z$  - теплота фазового превращения, кДж/кг;  $\Delta T = T_{\text{кол}} - T_{\beta}$  - перепад температуры между коллектором и водой в барботере, °C;  $\rho_{\text{кол}}$ ,  $\rho \beta$  - плотность воды в коллекторе и барботере соответственно, кг/м<sup>3</sup>;  $C_{p\beta}$  - удельная теплоемкость воды, кДж/(кг·°C);  $d_c$  - диаметр сопла, м;  $W_n$  - скорость пара в сопле, м/с.

При критическом истечении длина паровой струи увеличивается и находится по соотношению

$$\left( \frac{\ell}{d_c} \right)^{np} = K_{np} + \frac{\ell}{d_c}, \quad (21)$$

где  $K_{np} \sim 5 \div 10$  - экспериментально определенный поправочный коэффициент.

Оценка максимального диаметра несконденсировавшейся паровой струи проводится из предположений, что на участке дорасширения интенсивность конденсации мала, пар в сечении максимального диаметра находится в насыщенном состоянии, расширение пара идет изэнтропически. Тогда определение максимального диаметра с учетом соотношений (6)–(8) может быть проведено исходя из уравнений неразрывности и сохранения энергии в виде:

$$\rho_n W_n \frac{\pi d_c^2}{4} = \rho_d W_d \frac{\pi d_{emp}^2}{4}; \quad (22)$$

$$h_{mp} + \frac{\gamma W_n^2}{2} = h_d + \frac{\gamma W_d^2}{2}. \quad (23)$$

Например, для критического истечения

$$W_n = a q_2 \sqrt{P_{mp} v_{с.н.}^{mp}},$$

где  $a$  - коэффициент, зависящий от размерности единиц.

Тогда оценка максимального диаметра определяется по формуле

$$\frac{d_{emp}}{d_c} = \sqrt{\frac{W_n v_d}{W_d v_n}} = a q_2 \sqrt{\frac{P_{mp}}{2[h_{mp} - h''(P_d)] \rho''(P_d)}}. \quad (24)$$

Полный объем паровых струй оценивается в предположении, что каждая паровая струя может быть представлена в виде эллипсоида.

#### Расчет параметров в конденсаторе давления

В КД в зависимости от давления и концентрации газов определяются значения температуры парогазовой смеси и компоненты пара и газов решением уравнений (13)–(15) итерационным методом. Предполагается, что пар в КД всегда сухой, насыщенный.

#### Метод и алгоритм расчета

Для решения описанных выше уравнений используется метод Рунге-Кутты, а для решения системы уравнений (13)–(15) итерационный метод Ньютона. В последнем случае для получения достоверных результатов необходимо иметь хорошее начальное приближение. Поэтому при расчете стационарного состояния для каждого из компонентов газом используется приближение в виде  $P_i = \alpha v_i$ , где  $\alpha$  - коэффициент пропорциональности. Тогда систему уравнений (13)–(15) можно свести к уравнению с одним неизвестным, которое решается методом деления пополам.

### Численные результаты

На рис.4-6 приведены результаты расчета измерения параметров в режиме со срабатыванием одного импульсно-предохранительного устройства. Сброс парогазовой смеси в барботер происходит через нижний подводный трубопровод с расходом 50 кг/с при  $P_{вз} = 18,6$  МПа. Начальный состав газов в КД принят следующим: водород - 227 мг/кг; азот - 875 мг/кг.

В паровом объеме барботера в начальный момент находится чистый азот. В соответствии с результатами работы [4] доля неконденсирующегося пара, попадающего в газовый объем барботера через сошла, принята равной 1 % от всего пара.

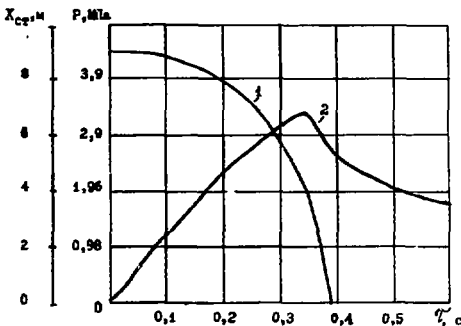


Рис.4. Изменение параметров в нижнем подводном трубопроводе: 1 - длина водяного столба; 2 - давление смеси в подводном трубопроводе

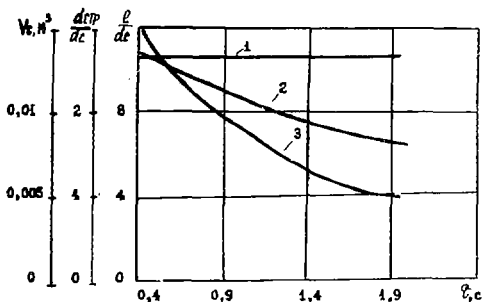


Рис.5. Изменение параметров в сошлах с момента исчезновения водяного столба: 1 - отношение длины паровой струи к диаметру сошла; 2 - отношение максимального диаметра паровой струи к диаметру сошла; 3 - полный объем пара в струях

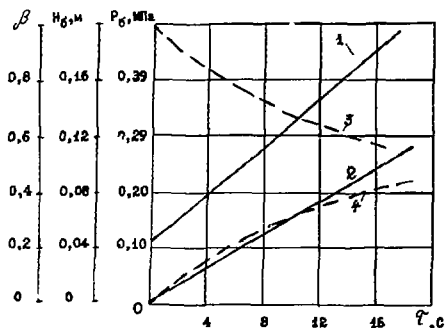


Рис. 6. Изменение параметров в барботере:  
 1 - давление смеси в барботере; 2 - изменение физического уровня;  
 3 - доля азота в газовой смеси; 4 - доля пара в газовой смеси

#### Изменение программы

Программа позволяет исследовать динамику давления в подводных трубопроводах и в барботере при срабатывании предохранительных клапанов КД. Полученные данные могут быть использованы для определения нагрузок на барботер и соединительные трубопроводы между КД и барботером. Использование программы позволяет также оптимизировать процесс сдувки газа из КД. Программа была использована для выполнения соответствующих проектных расчетов для АЭС с серийным реактором ВВЭР-1000. Полученные результаты нашли отражение в проекте барботера и соединительных трубопроводов между КД и барботером.

#### Список литературы

1. Гидравлический расчет котельных агрегатов (нормативный метод) / Под ред. В.А.Ложкина. М.: Энергия, 1978.
2. Вукалович М.П., Новиков И.И. Термодинамика. М.: Машиностроение, 1972.
3. Филимонов А.И. и др. Удельные движущие напоры в трубах со свободным уровнем при давлениях от 17 до 120 ата // Теплоэнергетика, 1957. №10. С.22.
4. Свасков М.В., Солодов А.П. К расчету теплообмена жидкости со струями пара в элементах оборудования ядерных энергетических установок типа ВВЭР // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1983. Вып.7(36). С.50.

Статья поступила в редакцию 9 марта 1988 г.

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРВОГО КОНТУРА АЭС  
БОР-60 ДЛЯ РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ

Г.К.Антипин, В.Н.Ефимов

Системы уравнений теплопроводности, движения, неразрывности, нейтронной кинетики решены методом конечных разностей. Приведены сравнения результатов расчетов и экспериментов.

THERMALHYDRAULIC MODEL OF BOR-60 PRIMARY CIRCUIT FOR CALCULATION OF REACTOR TRANSIENTS. G.K.Antipin, V.N.Efimov. Sets of equations for heat conduction, motion, continuity, neutron kinetics have been solved using the finite difference method. The calculated and experimental data have been compared.

АЭС BOR-60 предназначена для экспериментального обоснования основных технических и технологических решений АЭС с реактором типа БН. В течение всего периода эксплуатации на установке решаются важные задачи обеспечения надежности, безопасности и экономичности нагреваемых систем реакторов. Большое внимание уделяется массовым реакторным испытаниям твэлов и конструктивных материалов, исследованиям физических параметров активной зоны и экранов. Решение этих задач невозможно без достаточно корректного математического моделирования. В настоящей работе описана модель первого контура АЭС BOR-60. Она реализована в виде программы с именем РЕБОР, которая в течение ряда лет успешно используется для исследования нестационарных режимов работы реактора. Схема для гидравлического расчета первого контура показана на рис.1.

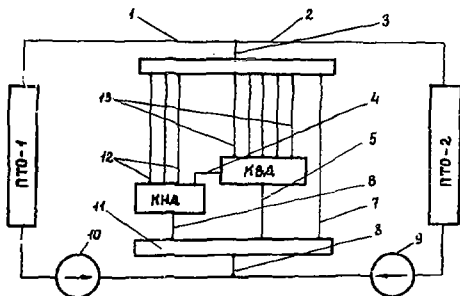


Рис.1. Схема для гидравлического расчета первого контура:  
1 - 8 - номера расчетных участков; 9, 10 - центробежные насосы;  
ПТО - бродная камера; 12, 13 - каналы бокового экрана и активной  
зоны соответственно;  
• - границы участков

Контур состоит из реактора и двух петель. В каждой петле имеются центробежный насос и промежуточный теплообменник, в котором тепло от натрия первого контура передается натрию второго контура. В нормальном режиме натрий из трубопроводов первой и второй петель поступает в напорный коллектор реактора, который предназначен для установки и гидравлического закрепления ТЭС активной зоны и бокового экрана. Коллектор состоит из входной камеры и камер высокого и низкого давления. Из камеры высокого давления (КВД) натрий поступает в ТЭС активной зоны в СУЗ, из камеры низкого давления (КНД) – в ТЭС бокового экрана. Часть теплоносителя из входной камеры идет на охлаждение корпуса реактора.

Гидромеханические процессы описываются уравнениями неразрывности и движения. Для расчетного участка, представляющего собой некоторый канал переменного сечения без разветвлений и без источников (стоков) массы, уравнение неразрывности записывается в виде

$$\frac{\partial G}{\partial X} = 0, \quad (1)$$

а уравнение движения –

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} = -S \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{Q}{\Delta X} + \rho g S \sin \varphi - \left( \frac{\lambda}{d} + \frac{\xi}{\Delta X} \right) \frac{G|G|}{2\rho S}, \quad (2)$$

где  $G$  – массовый расход теплоносителя, кг/с;  $S$  – проходное сечение, м<sup>2</sup>;  $P$  – давление, Па;  $Q$  – напор, развиваемый насосом на участке длиной  $\Delta X$ , Па;  $\varphi$  – угол между горизонтальной плоскостью и направлением скорости потока;  $g$  – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>;  $d$  – гидравлический диаметр, м;  $\xi, \lambda$  – коэффициенты местного сопротивления и трения соответственно;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\tau$  – время, с;  $X$  – осевая координата.

Принтегрируем уравнение движения на участке длиной  $L$ . После интегрирования с учетом уравнения неразрывности уравнение движения для этого участка можно записать в виде

$$A \frac{dG}{d\tau} = \Delta P + Q + E - BG|G|, \quad (3)$$

где

$$A = \sum_i \frac{L_i}{S_i}; \quad A \neq 0; \quad \sum_i L_i = L;$$

$$B = \frac{1}{2\rho} \sum_i \left( \lambda_i \frac{L_i}{d_i} + \xi_i \right) \frac{1}{S_i^2};$$

$$E = \int_0^L \rho g \sin \varphi dX;$$

$$\Delta P = - \int_0^L \frac{\partial P}{\partial X} dX = P|_{X=L} - P|_{X=0};$$

$i$  – номер внутреннего участка.

Для каждого расчетного участка (см. рис.1) записываем уравнение движения в виде выражения (3). Получаем следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} A_{3k} \frac{dG_{3k}}{d\tau} &= \Delta P_3 + E_{3k} - B_{3k} G_{3k} |G_{3k}|, \quad k=1, \dots, N; \\ A_{2j} \frac{dG_{2j}}{d\tau} &= \Delta P_2 + E_{2j} - B_{2j} |G_{2j}|, \quad j=1, \dots, M; \\ A_i \frac{dG_i}{d\tau} &= \Delta P_i + E_i - B_i G_i |G_i|, \quad i=1, \dots, S, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$



где  $k$  - номер канала активной зоны;  $j$  - номер канала бокового экрана;  $N, M$  - число каналов, моделирующих активную зону и боковой экран соответственно;  $z, z'$  - виденос параметров каналов активной зоны и бокового экрана (каналами активной зоны являются отдельные ТВС или их группы, а также группы сборок СУЗ, каналами бокового экрана - группы ТВС, защитных из КНЦ;  $i$  - номер расчетного участка контура (см. рис. 1);  $i = 1$  и  $i = 2$  - первая и вторая петли контура соответственно;  $i = 3$  - канал от камеры смешения над головками ТВС до входа в петли;  $i = 4$  - канал, моделирующий протечки из КНЦ в КНЦ;  $i = 5$  и  $i = 6$  - каналы, соединяющие входную камеру с КНЦ в КНЦ соответственно;  $i = 7$  - канал охлаждения корпуса реактора;  $i = 8$  - трубопровод на входе в реактор (напоры, создаваемые насосами, включен в складские  $E_1$  и  $E_2$ ).

Для перепадов давления справедливы следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta P_1 &= \Delta P_2; & \Delta P_7 &= \Delta P_5 + \Delta P_3; \\ \Delta P_7 &= \Delta P_6 + \Delta P_9; & \Delta P_6 &= \Delta P_5 + \Delta P_4; \\ \Delta P_1 + \Delta P_3 + \Delta P_7 + P_8 &= 0. \end{aligned} \right\} (5)$$

К этим уравнениям добавим уравнения, описывающие сохранение масс теплоносителя на граничных расчетных участках

$$\left. \begin{aligned} G_3 &= G_1 + G_2; & G_3 &= G_8; \\ G_3 &= G_5 + G_6 + G_7; & G_5 &= \sum_1^N G_{jk} + G_4; \\ G_6 &= \sum_1^M G_{zj} - G_4. \end{aligned} \right\} (6)$$

Получается замкнутая система из  $(N + M + 18)$  уравнений относительно неизвестных  $G_1, \dots, G_8; G_{z1}, \dots, G_{zN}; G_{z1}, \dots, G_{zN}; \Delta P_1, \dots, \Delta P_9; \Delta P_3, \Delta P_5$ . Для неизвестных, находящихся под знаком дифференциала, должно быть задано начальное условие.

Таким образом, гидравлический расчет заключается в решении системы дифференциальных и алгебраических уравнений (4)-(6). Систему дифференциальных уравнений (4) аппроксимируем следующими конечно-разностными схемами:

$$\left. \begin{aligned} \Delta P_3 \Delta \tau &= (A_{3k} + B_{3k} \Delta \tau | G_{3k}^0 |) G_{3k}^1 - (E_{3k} \Delta \tau + A_{3k} G_{3k}^0), \\ &k = 1, \dots, N; \\ \Delta P_9 \Delta \tau &= (A_{9j} + B_{9j} \Delta \tau | G_{9j}^0 |) G_{9j}^1 - (E_{9j} \Delta \tau + A_{9j} G_{9j}^0), j = 1, \dots, M; \\ \Delta P_i \Delta \tau &= (A_i + B_i \Delta \tau | G_i^0 |) G_i^1 - (E_i \Delta \tau + A_i G_i^0), \\ &i = 1, \dots, 8, \end{aligned} \right\} (7)$$

где  $G_{3k}^0, G_{9j}^0, G_i^0$  - известные значения расхода на расчетных участках в исходный момент времени  $\tau = \tau_0$ ;  $G_{3k}^1, G_{9j}^1, G_i^1$  - искомые значения расхода в момент времени  $\tau = \tau_0 + \Delta \tau$ .

Расчет сводится к последовательному (через шаг по времени  $\Delta \tau$ ) решению системы линейных алгебраических уравнений (5)-(7) относительно неизвестных  $G_{3k}^1, \dots, G_{9j}^1; \Delta P_1, \dots, \Delta P_9; \Delta P_3, \Delta P_5$ .

Сначала для решения этой системы использовали стандартную подпрограмму, реализующую метод Гаусса, однако было замечено, что на решение этой системы тратится много времени. Поэтому было найдено аналитическое решение этой системы. Из десяти уравнений системы (7)  $\Delta P_1, \dots, \Delta P_8, \Delta P_3, \Delta P_5$  были выражены через расходы. Найденные выражения подставляли в остальные уравнения. Получили замкнутую систему из  $(N + M + 8)$  уравнений относительно только расходов.

Из (N + M + 7) уравнений все расходы были выражены через  $G_3$ , и эти выражения были подставлены в оставшееся уравнение. В результате была получена формула для  $G_3$ . Таким образом, алгоритм решения системы (5)–(7) сводится к следующему: вычисляется  $G_3$ , затем – остальные значения расходов и перепадов давления.

Следует отметить, что алгоритм будет менее эффективным, если все расходы выражать не через максимальный расход в системе  $G_3$ , а через другой, и алгоритм будет вообще неприемлем, если расходы выражать через перепады давления. Алгоритм решения системы (4)–(6) оформлен в виде подпрограммы, которая по заданным значениям расходов для  $\bar{t} = \bar{t}_0$  и по алгоритму вычисления параметров системы (4) вычисляет значения расходов и перепадов давления для  $\bar{t}_1 > \bar{t}_0$ . Шаг интегрирования  $\Delta \bar{t}$  системы (4) в подпрограмме автоматически уточняется.

Для каждого гидравлического канала вычисляется температурное поле. В каналах, моделирующих активную зону, ТВС рассматривается как единичный осесимметричный трехслойный цилиндрический твэл, охлаждаемый соответствующей долей теплоносителя. Наружный слой твэла представляет собой оболочку, промежуточный – контактный подслои и внутренний – топливо. Для твэла принято квазистационарное приближение /1/.

Участки контура без энергодонения рассматриваются как теплоизолированные снаружи каналы. Поле температур и скоростей в теплоносителе одномерно. Учитывается теплообмен теплоносителя со стенками канала. Температура стенки канала вычисляется в параболическом приближении. В этом случае система уравнений теплопроводности, описывающая температурное поле канала, приводится к следующему виду /1/:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{t}} + W \frac{\partial \theta}{\partial X} &= a_1 (\bar{t} - \theta); \\ \frac{\partial \bar{t}}{\partial \bar{z}} &= a_2 (\theta - \bar{t}), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где  $\theta$ ,  $W$  – температура и скорость движения теплоносителя соответственно;  $\bar{t}$  – средняя температура стенки;  $a_1$ ,  $a_2$  – коэффициенты.

Промежуточные теплообменники рассматриваются как теплообменные аппараты с тонкой теплопередающей стенкой /2,3/. Системы дифференциальных уравнений, описывающие температурные поля, решены методом конечных разностей. Для аппроксимации дифференциальных уравнений использованы устойчивые монотонные разностные схемы /4,5/. Движущие напоры, создаваемые насосами, находятся из решения системы уравнений, описывающей динамику вращающихся частей и электрические связи в насосах. Константы, входящие в уравнения, определены экспериментально. Для расчета нейтронной мощности используют точечную модель реактора, описанную системой уравнений кинетики с учетом шести групп запаздывающих нейтронов /6/. Реактивность, входящую в уравнения, считают аддитивной величиной и определяют как сумму изменений реактивности, вызванных различными факторами: перемещением органов СУЗ, изменением температуры натрия и топлива. Для решения системы уравнений кинетики используют алгоритм процедуры РУКА /7/. Влияние второго контура на температурное поле первого осуществляется через промежуточные теплообменники (ПТО). Для расчета ПТО достаточно задать закон изменения во времени расходов теплоносителя и температуры натрия на входе в ПТО по второму контуру.

Модель первого контура реализована в виде алгоритмической программы с именем РВНОР. Цель расчета – вычисление температурного поля контура для любого момента времени переходного процесса. Кроме того, вычисляются расходы теплоносителя и потери давления на всех участках контура. Для работы программы должны быть заданы:

- геометрические размеры, теплофизические параметры и коэффициенты гидравлического сопротивления всех участков контура;
- эффективность и скорости перемещения стержней СУЗ;
- коэффициенты реактивности;
- законы изменения во времени расходов в петле второго контура;
- температура на входе в ПТО по второму контуру.

Программа основана на Модулях – алгоритмических процедурах, реализующих вычисление мощности реактора, температурных полей и расходов теплоносителя в элементах контура. Текст главной программы написан на 2100 перфокартах, текст подпрограмм – на 550 перфокартах. Программа использует только внутреннюю память ЭВМ БЭСМ-6. Для расчета 10-минутного процесса аварийного расхолаживания реактора требуется 20 мин машинного времени. С целью повышения точности расчетов в исходных данных к программе задаются коэффициенты гидравлического сопротивления для каждой ТВС, определенные при гидравлических испытаниях. По этим экспериментальным данным вычисляются коэффициенты местного сопротивления расчетных каналов, которые и используются в программе.

Для обоснования расчетной модели сравнивали результаты расчетов и экспериментов, проведенных на АЭС ГОР-60. На рис.2 показано изменение температуры на выходе из ТВС при изменении мощности реактора для расхода через реактор 1000 и 500 м<sup>3</sup>/ч. Видно, что характерные постоянные времени изменения температуры увеличиваются при снижении расхода – сказывается влияние тратяспортного времени. Расчетные и экспериментальные результаты согласуются вполне удовлетворительно.

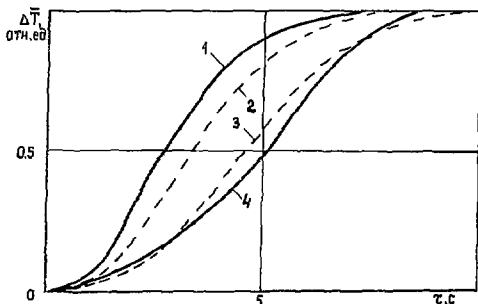


Рис.2. Изменение температуры на выходе из ТВС при традиционном изменении мощности:  
 1, 4 – эксперимент; 2, 3 – расчет; 1, 2 – расход теплоносителя 1000 м<sup>3</sup>/ч; 3, 4 – расход теплоносителя 500 м<sup>3</sup>/ч ( $\Delta T$  – отклонение температуры от исходного значения, отнесенное к своему максимуму)

Для проверки модели в режимах с малым расходом теплоносителя проводили эксперименты с естественной циркуляцией. На рис.3 показаны расчетные и экспериментальные зависимости расхода и температуры теплоносителя от времени. На "холодном" реакторе в отсутствие циркуляции теплоносителя ступенями увеличивалась нейтронная мощность. Это привело к росту температур и развитию естественной циркуляции теплоносителя. Малая точность измерения расхода теплоносителя в таких режимах позволяет провести лишь чисто качественное сравнение расчетных и экспериментальных значений расходов. Основное внимание следует уделить температурам. Расчетные и экспериментальные кривые различаются. Причем для последних характерна более высокая инерционность (см. рис.3). Температуру во время экспериментов измерили на выходе из ТВС над решеткой твэлов вблизи выливных окон. Видно, в этом месте в режиме с малым расходом теплоносителя происходит более сложные теплогидравлические процессы по сравнению с заданными в модели. Комплексной проверкой модели является сравнение результатов расчетов и экспериментов в режиме срабатывания медленной аварийной защиты (МАЗ).

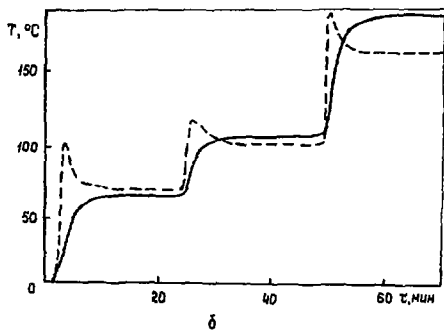
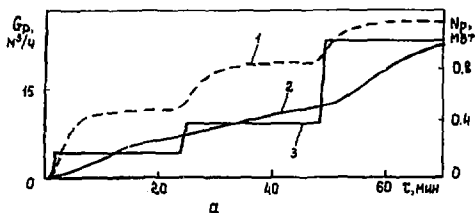


Рис. 3. Зависимость параметров реактора от времени в режиме естественной циркуляции;  
 а - расхода через реактор,  $Gr$  (1, 2) и мощности  $N_p$  (3); б - температуры;  
 - - - расчет; — эксперимент;  
 $T$  - отклонение температуры от исходного значения

На рис.4 показано изменение температуры натрия на выходе из ТЭС при срабатывании МАЗ на мощности 20 MWt. Видно, что кривые изменения температуры хорошо согласуются во время действия принудительной циркуляции. После остановки насосов расход естественной циркуляции мал и наблюдается рост температуры. Отличие расчетных значений от экспериментальных достигает 35 °C.

Из рассмотренных описанных и других режимов следует, что модель в целом правильно описывает процессы, происходящие в реакторе. Однако для увеличения точности расчетов в режимах с естественной циркуляцией теплоносителя необходимо дальнейшее развитие модели с учетом реальной геометрии ТВС и структуры потока в активной зоне.

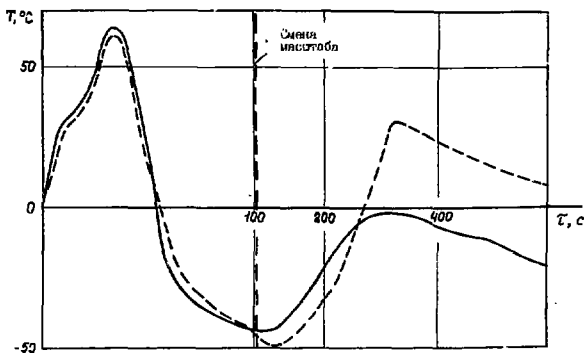


Рис. 4. Изменение температуры натрия на выходе из ТВЭ при срабатывании МАБ:  
 - - - - - расчет; ————— эксперимент

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Багдасаров В.Е. и др. Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1969.
2. Кошкин В.К. и др. Нестационарный теплообмен. М.: Машиностроение, 1973.
3. Антипин Г.К., Кузин Г.Г. Алгоритм расчета нестационарного температурного поля в теплообменном аппарате с тонкой теплопередающей стенкой: СС. РИПОРТ.Д.01861.РИ.75.17.4458. Деп. статья ВИАИ, 1975.
4. Антипин Г.К. К вопросу о разностных схемах для уравнения теплопереноса: Препринт НИИАР П-234, Дмитровград, 1974.
5. Антипин Г.К. ТВЭНТ - процедура для расчета нестационарного температурного поля цилиндрического твэла: Препринт НИИАР П-255, Дмитровград, 1975.
6. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1975.
7. Антипин Г.К. и др. Библиотека стандартных процедур в системе АЛБАН-6: Препринт НИИАР П-10(344), Дмитровград, 1978.

Статья поступила в редакцию 15 сентября 1987 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ  
 ДЛЯ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ  
 ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Е.Н.Акулин, Я.М.Баум, И.П.Богум, Л.Е.Португал, А.М.Шатохин

Рассматриваются результаты экспериментальных исследований опытной низкотемпературной тепловой трубы при работе в условиях, характерных для систем охлаждения ядерных энергетических установок.

EXPERIMENTAL STUDY OF LOW TEMPERATURE HEAT TUBE FOR HEAT EXCHANGERS OF NUCLEAR POWER PLANT COOLING SYSTEMS. E.N.Akulin, Ya.M.Baum, I.P.Bogum, L.E.Portugal, A.M.Shatchin. The article considers the results of experimental studies of heat tube under the operating conditions specific for nuclear power plant cooling systems.

Тепловые трубы как высокоэффективные, надежные и автономные теплопередающие устройства находят всё более широкое применение в современной технике и используются там, где необходим эффективный направленный теплоперенос. Применение тепловых труб в качестве элементов теплообменных аппаратов является перспективным средством повышения теплопередающей способности и надежности различных устройств, и в частности систем охлаждения ядерных энергетических установок (ЯЭУ).

Теплообменные аппараты с тепловыми трубами (ТТ) обладают рядом преимуществ по сравнению с теплообменниками обычного типа — высокой компактностью, надежностью разделения теплоносителей теплообмениваемой контуров и низким эффективным термическим сопротивлением. Тепловые трубы, обладающие этими качествами, обусловили повышенный интерес к исследованию их теплогазодинамических характеристик применительно к условиям работы систем охлаждения ЯЭУ. Проведенные ранее исследования показали правильность выбора типа ТТ в теплоносителя — воды /1, 2/.

Теплопередающая способность ТТ существенно зависит от конструкторских особенностей её, условий подвода и отвода тепла, от массы теплоносителя и технологических мер по подготовке ТТ в залитая теплоносителем /3/.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований опытной ТТ с водой высокой чистоты в качестве теплоносителя при работе в условиях, характерных для систем охлаждения ЯЭУ. Эти эксперименты являются продолжением исследований ТТ с водой /1, 2/ с целью увеличения их теплопередающей эффективности. Исследовалась тепловая труба из коррозионно-стойкой стали длиной 1000 мм и наружным диаметром 24 мм, с фланцем из гофрированной сетки саржевого плетения, снабженным просечками для радиального выхода пара. Подвод теплового потока к ТТ осуществлялся с помощью электрического нагревателя, размещенного снаружи зоны испарения. Отвод тепла от ТТ осуществлялся водой, прокачиваемой в зазоре между кожухом охладителя и стеной ТТ снаружи зоны конденсации. Снаружи зон подвода и отвода тепла ТТ были установлены термоэлектрические термометры. Этоц позволял проводить исследования ТТ при различных расходах охлаждающей воды, подводе электрической мощности до 5 кВт и наклонах ТТ до  $\pm 45^\circ$  от вертикального положения. Целью исследований было определение статических теплопередающих характеристик ТТ при различных фиксированных углах её наклона, измерение профилей температур при различных условиях охлаждения и расчет термического сопротивления или эффективной теплопроводности ТТ.

Тепловой поток, переносимый ТТ в охлаждающую воду, определяется по формуле

$$Q = G_{\text{д.в.}} C_p \Delta T_{\text{д.в.}}, \quad (1)$$

где  $G_{\text{д.в.}}$  - расход охлаждающей воды;  $C_p$  - теплоемкость воды;  $\Delta T_{\text{д.в.}}$  - подогрев охлаждающей воды.

Термическое сопротивление ТТ  $R_{\text{ТТ}}$  определяется по формуле

$$R_{\text{ТТ}} = \frac{T_{\text{исг.в.}} - T_{\text{отв.в.}}}{Q}, \quad (2)$$

где  $T_{\text{исг.в.}}$  и  $T_{\text{отв.в.}}$  - средние температуры вон подвода и отвода тепла соответственно.

Результаты экспериментов представлены на рис.1 в виде зависимостей мощности ТТ от температуры стенки вон испарения. Максимальная тепловая мощность ТТ составила  $Q = 3600$  Вт при  $T_{\text{ст.}} = 460$  К, при этом аксиальная плотность теплового потока  $q_a = 3600$  Вт/см<sup>2</sup>.

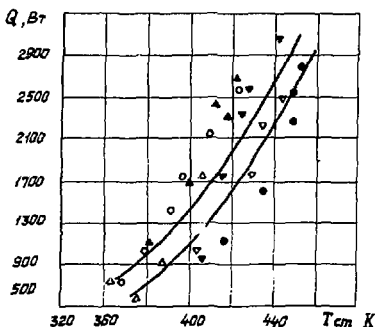


Рис.1. Зависимость мощности ТТ от температуры стенки  $T_{\text{ст}}$ :

- |            |                       |
|------------|-----------------------|
| ● - 323 К; | } $\alpha = 45^\circ$ |
| ▲ - 346 К; |                       |
| ▼ - 374 К; |                       |
| ○ - 323 К; | } $\alpha = 90^\circ$ |
| △ - 346 К; |                       |
| ▽ - 373 К  |                       |

На рис.2 представлены зависимости термического сопротивления ТТ от переносимой тепловой мощности. Видно, что при увеличении мощности термическое сопротивление снижается. Это обстоятельство, по-видимому, можно объяснить интенсификацией процессов теплообмена в ТТ при увеличении объемного расхода пара.

Полученные результаты подтвердили высокую теплопередающую эффективность мембранного типа ТТ в диапазоне параметров, характерных для систем охлаждения ЯЗУ.

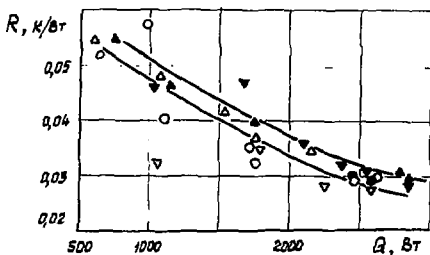


Рис.2. Зависимость термического сопротивления ТТ от мощности  $Q$ :

- - 323 К;
  - ▲ - 348 К;
  - ▼ - 374 К,
- }  $\alpha = 45^\circ$
- - 323 К;
  - △ - 348 К;
  - ▽ - 373 К
- }  $\alpha = 90^\circ$

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Акулид Е.Н., Воронков Р.Е., Гогошев Г.В. и др. Исследование термогидравлических характеристик низкотемпературных тепловых труб для систем охлаждения ЯЭУ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1983, Вып.6(35), С.51.
2. Акулид Е.Н., Завц В.В., Чулков Б.А. и др. Экспериментальное исследование теплопереноса в водяных тепловых трубах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985, Вып.1, С.68.
3. Ивановский М.И., Сорочин В.П., Ягодкин И.В. Физические основы тепловых труб. М.: Атомиздат, 1978.

Статья поступила в редакцию 20 июня 1988 г.



УЧЕТ ОБЪЕМНОЙ ТЕПЛОЕМОСТИ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ФАЗ  
ПРИ ЧИСЛЕННОМ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ СТЕФАНА  
МЕТОДОМ ВЫПРЯМЛЕНИЯ ФРОНТОВ

В.А.Латынин, В.А.Решетов, Л.Н.Карасева

Представлено численное решение задачи Стефана для шара с учетом и без учета объемной теплоемкости в узловых точках на поверхности раздела фаз. Показано, что учет объемной теплоемкости многократно снижает затраты машинного времени.

ACCOUNT OF VOLUMETRIC SPECIFIC HEAT AT THE PHASE BOUNDARY IN NUMERICAL SOLUTION OF STEFAN PROBLEM USING THE STRAINED COORDINATES METHOD. V.A.Latynin, V.A.Reshetov, L.N.Karasava. The article presents the numerical solutions of Stefan problem for sphere with or without account of the volumetric specific heat at the phase boundary nodal points. It is shown that the account of volumetric specific heat decreases the required machine time significantly.

При численном решении задачи Стефана методом выпрямления фронтов разностные формулы тепловых потоков с движущихся поверхностей раздела фаз не учитывают объемные теплоемкости узловых точек [1,2], что приводит к несбалансированности тепловых потоков с поверхностью раздела фаз. По крайней мере, искажается скорость движения фронта (границы раздела фаз) и сильнее это сказывается в случае скачкообразного изменения величины объемной теплоемкости при фазовом переходе. В конечном итоге незначительно нарушается тепловой баланс всего процесса кристаллизации или плавления. В случае повышенного требования к сбалансированности процесса обычно оглушают пространственную сетку, что, естественно, увеличивает затраты машинного времени.

В данной работе рассматривается одномерная задача кристаллизации шара. Разностные формулы для тепловых потоков с поверхностей раздела фаз сбалансированы и включают в себя величины объемных теплоемкостей обеих фаз. Формулы получены из основного уравнения теплопроводности после перехода к движущимся пространственным координатам, приводящим к выпрямлению фронта.

Запишем систему уравнений задачи Стефана для шара с граничными условиями третьего рода:

$$\left. \begin{aligned} C_{P1} \rho \frac{\partial U}{\partial \tau} &= \frac{1}{z^2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_1 z^2 \frac{\partial U}{\partial z} \right); \\ 0 &\leq z \leq R_{\Phi}; \\ C_{P2} \rho \frac{\partial U}{\partial \tau} &= \frac{1}{z^2} \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_2 z^2 \frac{\partial U}{\partial z} \right); \\ R_{\Phi} &\leq z \leq R_H; \end{aligned} \right\} (1)$$

$$\left. \begin{aligned} -\lambda_1 \frac{\partial U}{\partial z} /_{z=0} &= 0; \\ -\lambda_2 \frac{\partial U}{\partial z} /_{z=R_H} &= \alpha_H (U_{ж.н} - U /_{z=R_H}). \end{aligned} \right\} (2)$$

Начальное распределение температуры запишем в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} U(0, z) / 0 \leq z \leq R_{\Phi} &= \varphi_1(z); \\ U(0, z) / R_{\Phi} \leq z \leq R_H &= \varphi_2(z). \end{aligned} \right\} (3)$$

Движение фронта определим условием теплового баланса:

$$q_{Fж} - q_{FT} = \pm K \rho R \dot{\varphi}, \quad (4)$$

где  $C_p$  — удельная изобарная теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $U$  — текущее значение температуры;  $U_{\Phi}$  — температура фазового перехода;  $U_{ж,н}$  — температура окружающей среды;  $z$  — текущее значение радиуса;  $\bar{t}$  — время;  $R_H, R_{\Phi}$  — наружный радиус и радиус фронта соответственно;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $q_{FT}, q_{Fж}$  — тепловые потоки с поверхностей твердой и жидкой фаз соответственно;  $K$  — теплота фазового перехода;  $R \dot{\varphi}$  — скорость движения фронта. Индексы 1 и 2 обозначают жидкую и твердую фазы.

Значение плотности в этой задаче принято постоянным и одинаковым в обеих фазах.

Введем переменные

$$\xi = \frac{(z - R_{\Phi})}{(R_H - R_{\Phi})}; \quad \tau = \bar{t}$$

и перепишем уравнения (1), (2), (3), (4):

$$\left. \begin{aligned} C_{p1} \rho \left\{ \frac{\partial U}{\partial \tau} - (R_{\Phi} - R_0)^{-1} [R_0' + \varphi_1 (R_{\Phi}' - R_0')] \frac{\partial U}{\partial \xi_1} \right\} = \\ = \frac{1}{[R_0 + \varphi_1 (R_{\Phi} - R_0)]^2} \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left\{ \frac{\lambda_1 [R_0 + \varphi_1 (R_{\Phi} - R_0)]^2}{(R_{\Phi} - R_0)} \frac{\partial U}{\partial \xi_1} \right\}; \\ C_{p2} \rho \left\{ \frac{\partial U}{\partial \tau} - (R_H - R_{\Phi})^{-1} [R_{\Phi}' + \varphi_2 (R_H' - R_{\Phi}')] \frac{\partial U}{\partial \xi_2} \right\} = \\ = \frac{1}{[R_{\Phi} + \varphi_2 (R_H - R_{\Phi})]^2} \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left\{ \frac{\lambda_2 [R_{\Phi} + \varphi_2 (R_H - R_{\Phi})]^2}{(R_H - R_{\Phi})} \frac{\partial U}{\partial \xi_2} \right\}; \end{aligned} \right\} (5)$$

$$\left. \begin{aligned} -\lambda_1 (R_{\Phi} - R_0)^{-1} \frac{\partial U}{\partial \xi_1} \Big|_{\xi=0} &= 0; \\ \lambda_2 (R_H - R_{\Phi})^{-1} \frac{\partial U}{\partial \xi_2} \Big|_{\xi=1} &= \alpha_n (U_{ж,н} - U) / (z - R_H). \end{aligned} \right\} (6)$$

здесь  $R_{\Phi} = R_{\Phi}$  для жидкой фазы и  $R_{\Phi} = R_0 = 0$  для твердой.

Аппроксимация системы уравнений (5) построена на разностной сетке  $0 \leq \xi_i \leq 1$  и  $0 \leq \tau_n \leq T_K$ ;  $m=1, 2$  — узловые точки  $\xi_{im} = i_m h_m$  ( $i=0, 1, \dots, N_m$ ) по радиусу и с узловыми точками  $\tau = \tau_n \Delta \tau$  — по времени, где  $\Delta \tau$  — шаг по времени.

Для решения задачи выбрана чисто нелинейная схема, которая абсолютно устойчива. Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Delta R_1 &= (R_\Phi - R_0), & \Delta R'_1 &= (R'_\Phi - R'_0); \\ \Delta R_2 &= (R_H - R_\Phi), & \Delta R'_2 &= (R'_H - R'_\Phi). \end{aligned}$$

Разностный аналог уравнения теплопроводности для внутреннего узла пространственной сетки в области 1 будет иметь вид:

$$C_{P1} \rho^{n+\frac{1}{2}} \left\{ \frac{U_i^{n+1} - U_i^n}{\tau} - \frac{[R'_0 + \varphi_1 \Delta R'_1]}{\Delta R_1} \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{2 h_1} \right\} = \frac{1}{[R_0 + \varphi_1 \Delta R_1]^2} \times \\ \times \frac{1}{(\Delta R_1 h_1)^2} \left\{ \lambda_{i+\frac{1}{2},1} (R_0 + \varphi_{i+\frac{1}{2}} \Delta R_1)^2 (U_{i+1} - U_i) - [\lambda_{i-\frac{1}{2}} (R_0 + \varphi_{i-\frac{1}{2}} \Delta R_1)^2 (U_i - U_{i-1})] \right\}^{n+1}. \quad (7)$$

Разностный аналог уравнения теплопроводности для внутреннего узла в области 2 может быть записан как

$$(C_{P2} \rho)^{n+\frac{1}{2}} \left\{ \frac{U_i^{n+1} - U_i^n}{\tau} - \frac{[R'_\Phi + \varphi_2 \Delta R'_2]}{\Delta R_2} \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{2 h_2} \right\} = \frac{1}{[R_\Phi + \varphi_2 \Delta R_2]^2} \frac{1}{(\Delta R_2 h_2)^2} \left\{ \lambda_{i+\frac{1}{2},2} \times \right. \\ \left. \times (R_\Phi + \varphi_{i+\frac{1}{2}} \Delta R_2)^2 (U_{i+1} - U_i) - [\lambda_{i-\frac{1}{2}} (R_\Phi + \varphi_{i-\frac{1}{2}} \Delta R_2)^2 (U_i - U_{i-1})] \right\}^{n+1}. \quad (8)$$

Разностные аналоги системы уравнений (6) для узловых точек поверхностей раздела фаз получаются аналогично разностным выражениям (7) и (8), но с учетом того, что  $U_\Phi = const$ , и стационарные члены в системе (6)  $C_n \rho \frac{\partial U}{\partial t} = 0$ . Для узла на поверхности жидкой фазы

$$\frac{-R'_\Phi C_P \rho_1^{n+\frac{1}{2}} (U_\Phi - U_{H-1})^{n+1}}{\Delta R_1} = \frac{2}{R_{\Phi}^2 \Delta R_1 h_1} \left\{ q_{Fж} R_{\Phi}^2 - \lambda_{H-\frac{1}{2},1} [R_0 + \varphi_{H-\frac{1}{2}} \Delta R_1]^2 \frac{(U_\Phi - U_{H-1})}{\Delta R_1 h_1} \right\}^{n+1}. \quad (9)$$

Для узла на поверхности твердой фазы

$$\frac{R'_\Phi C_P \rho_2^{n+\frac{1}{2}} (U_2 - U_\Phi)^{n+1}}{\Delta R_2} = \frac{2}{R_{\Phi}^2 \Delta R_2 h_2} \left\{ \lambda_{\frac{1}{2},2} [R_0 + \varphi_{\frac{1}{2}} \Delta R_2]^2 \frac{(U_2 - U_\Phi)}{\Delta R_2 h_2} - q_{Fт} R_{\Phi}^2 \right\}. \quad (10)$$

Из уравнений (9) и (10) получим

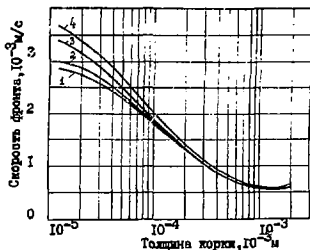
$$\left. \begin{aligned} q_{Fж} &= + \left\{ [(C_{P1} \rho)^{n+\frac{1}{2}} \frac{R'_\Phi (U_\Phi - U_{H-1})}{\Delta R_1 h_1}] \frac{\Delta R_1 h_1}{2} - \frac{\lambda_{H-\frac{1}{2},1} [R_0 + \varphi_{H-\frac{1}{2}} \Delta R_1]^2 (U_\Phi - U_{H-1})}{R_{\Phi}^2 \Delta R_1 h_1} \right\}^{n+1}; \\ q_{Fт} &= - \left\{ [(C_{P2} \rho)^{n+\frac{1}{2}} \frac{R'_\Phi (U_2 - U_\Phi)}{\Delta R_2 h_2}] \frac{\Delta R_2 h_2}{2} - \frac{\lambda_{\frac{1}{2},2} [R_0 + \varphi_{\frac{1}{2}} \Delta R_2]^2 (U_2 - U_\Phi)}{R_{\Phi}^2 \Delta R_2 h_2} \right\}^{n+1} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Совместно с уравнением (4) формулы для тепловых потоков (11) определяют границу раздела фаз. Если в этих формулах приравнять к нулю величины объемных теплоемкостей ( $C_{Pm} \rho$ ), то они переходят в разностные формулы, обычно применяемые в уравнении движения фронта.

Для того чтобы проиллюстрировать влияние несбалансированности тепловых потоков, был рассмотрен случай охлаждения капли расплавленного урана в натрии.

Было принято, что диаметр капли 5 мк, температура 1340 °С, температура теплоносителя 450 °С, температура кристаллизации 1135 °С. В жидкой фазе значение объемной теплоемкости  $C_p \rho = 3550 \text{ кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{°С})$ , в твердой —  $C_p \rho = 2880 \text{ кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{°С})$ . Коэффициент теплопроводности жидкости  $\lambda_{ж} = 14,7 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{°С})$ , в твердой фазе  $\lambda_{т} = 13,7 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{°С})$ . Коэффициент теплоотдачи капли принимался постоянным и равным:  $56500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°С})$ , теплота плавления — равной 83400 Дж/кг, плотность — постоянной и равной  $17650 \text{ кг}/\text{м}^3$ .

По результатам четырех вариантов расчетов на рис.1 построены графики скоростей формирования корки застывающего шара. Кривые 1 и 3 построены на основании формул (11), но на разных пространственных сетках. Для первой кривой в областях с жидкой и твердой фазами было по 50, для второй — по 10 узловых точек. Аналогично получены кривые 2 и 4, но без учета величин объемных теплоемкостей в узлах. Шаг по времени выбирался автоматически. Весь процесс кристаллизации осуществлялся примерно за 100 мкс.



Скорость роста твердой фазы:  
1 — эталонная кривая; 2 — кривая по несбалансированным тепловым потокам на ступенчатой сетке;  
3 — кривая по сбалансированным тепловым потокам на разреженной сетке; 4 — кривая по несбалансированным тепловым потокам на разреженной сетке

Кривую 1 можно принять за эталон, так как дальнейшее сгущение сетки как по пространству, так и по времени, практически не меняет ее и также практически не влияет на тепловой баланс всего процесса. Из сравнения кривых 1 и 3 видно, что при толщине корки более 0,2 мкм они совпадают. Если для кривой 3 определить тепло, отведенное от капли и результате теплообмена, то оно не совпадает с запасенным примерно на 0,2 %. Для кривой 2, несмотря на то, что она на графике ближе к кривой 1, вышеназванный несбаланс составляет примерно 0,5 %, а для кривой 4 — ~ 3 %. Если в жидкой и твердой фазах будет по 5 узловых точек, то расчеты без учета величин объемных теплоемкостей дадут несоответствие теплового баланса ~ 7-8 %, по формулам (11) ~ 0,6 %.

Таким образом, разностные формулы тепловых потоков (11), полученные на основании системы уравнений (5), позволяют примерно на порядок "разредить" пространственную сетку.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Будак Б.М. и др. Метод выпрямляющих фронтов для решения задач типа Стефана в многомерном случае // Вычислительные методы и программирование. М.: ИУВ, 1967. Вып.УШ. С.163.
2. S.Neurbaht, I.M.Bodis, A.Mouamet. Solidification de spheres liquides surchauffees et caracteristiques physiques variables//Int. J. Heat and Mass Transfer. 1983. Vol.25, N 11. P.1671.

Статья поступила в редакцию 7 декабря 1987 г.

РАСЧЕТ ЗАТУХАНИЯ НЕСТАБИЛИЗИРОВАННОГО ВРАЩЕНИЯ  
В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОТОКАХ

Ф.Т.Каменьщиков, В.В.Перемашев

Приведен одномерный метод расчета затухания вращения во вращающихся нестабилизированных цилиндрических потоках, который может быть применен во всех случаях использования вращающихся потоков, в частности при интенсификации теплообмена вращением и в циклонах сепараторов пара.

ANALYSIS OF UNSTABILIZED ROTATION ATTENUATION IN CYLINDRICAL FLOWS. F.T.Kamen'shchikov, V.V.Pere'mashev. The article presents one-dimensional method for analysis of rotation attenuation in rotating unstabilized cylindrical flows. This method can be applied in all cases of rotating flows usage, particularly in heat exchange intensification by rotation and in steam separator cyclone.

Вращающиеся потоки жидкости со свободной поверхностью встречаются в циклонах сепараторов пара и при интенсификации теплообмена вращением в трубах и каналах. Во всех этих случаях (и не только в этих) целесообразен расчет затухания вращения по оси канала. В то же время точный и строгий расчет затухания вращения в настоящее время невозможен.

Кратко причины этого сводятся к следующему:

- вращающийся поток со свободной поверхностью или без нее является всегда участком стабилизации;
- заданный направляющим аппаратом-завихрителем момент количества движения гасится моментом сил внешнего трения на стенках трубы, и до тех пор, пока момент количества движения не будет равен нулю, движение будет нестабилизированным;
- нестабилизированное движение со свободной поверхностью начинается с гидравлического прыжка первого рода /1/ с переходом от сверхкритического состояния потока к подкритическому;
- подкритическое состояние существует на значительной длине трубы и сменяется при свободном истечении из нее так называемым участком растекания, на котором энергия отатического центробежного давления переходит в кинетическую энергию поступательного движения, что сопровождается увеличением радиуса свободной поверхности;
- при короткой длине, например в циклонах сепараторов пара, в конце трубы происходит гидравлический прыжок второго рода /1/ либо с образованием воронки, либо с полным исчезновением свободной поверхности.

В настоящее время можно говорить только о расчете движения в подкритическом состоянии, так как на протяжении гидравлического прыжка во вращающихся потоках расчет движения невозможен, как невозможен он и на протяжении гидравлического прыжка в невращающихся потоках. Расчет затухания вращения в подкритическом состоянии можно выполнить только приняв, что протяженность гидравлического прыжка первого рода настолько мала, что внешними силами и уменьшением момента количества движения можно пренебречь. Даже при этом условии в литературе нет готовых методов расчета затухания вращения.

Из работ, посвященных затуханию вращения в нестабилизированных потоках при отсутствии свободной поверхности, наиболее удачной, по мнению авторов, является работа В.К.Митяя /2/. Однако метод В.К.Митяя, как содержащий некоторые ошибки, не может быть использован без изменений или модификации. Поэтому в настоящей статье этот метод подвергнут некоторой переработке, а полученный таким путем "модифицированный метод В.К.Митяя" распространен и на нестабилизированные вращающиеся потоки со свободной поверхностью.

Модифицированный метод В.К.Мигая является на сегодняшний день наиболее простым вариантом одномерного расчета затухания вращения и, несмотря на некоторую нестрогость, может найти практическое применение.

#### Критический анализ работы В.К.Мигая

В книге /2/ для получения расчетных уравнений используются следующие допущения:

1) принимается, что поток, в начале которого задано квазитвердое поле скоростей, можно рассматривать как квазитвердый и ниже по течению, но с уменьшающейся максимальной скоростью вращения  $V_{\varphi m}$ ;

2) принимается, что вращающийся поток в направлении полной скорости  $V$ , равной

$$V = \sqrt{V_{\varphi m}^2 + V_z^2},$$

где  $V_{\varphi m}$  - максимальная скорость вращения в квазитвердом движении;  $V_z$  - осевая скорость во вращающемся слое,

развивается так же, как и навращающийся поток.

Кроме того, для участка трубы длиной  $\Delta h$  справедливо уравнение

$$\tau_{\varphi} \pi d \Delta h = \frac{\pi d^2}{4} \Delta h \frac{\sqrt{V_{\varphi m}^2 + V_z^2}}{V_z} \frac{\lambda_0}{d} \frac{\rho V^2}{2} f(H), \quad (I)$$

где  $\tau_{\varphi}$  - тангенциальное напряжение в направлении полной скорости  $V$ ;  $d$  - диаметр трубы;  $\lambda_0$  - коэффициент гидравлического трения;  $\beta \frac{V^2}{2}$  - средняя в поперечном сечении кинетическая энергия вращения;  $f(H) = I + I,5 \ell^{-\frac{H}{4}}$  - поправка на развитие пограничного слоя (см./2/);  $H$  - относительная длина трубы, отсчитываемая от начала возникновения вращающегося потока.

В уравнении (I) справа, вместо обычной в таких уравнениях длины участка  $\Delta h$ , введена длина диагонали развертки цилиндрической поверхности  $\pi d \Delta h \sin \alpha$ , а именно

$$\frac{\Delta h}{\sin \alpha}, \quad \text{где} \quad \sin \alpha = \frac{V_z}{\sqrt{V_{\varphi m}^2 + V_z^2}}.$$

Эта поправка представляет собой существенную сторону метода В.К.Мигая и является весьма плодотворной, хотя и гипотетичной;

3) используется баланс кинетической энергии: изменение кинетической энергии вращения равно работе внешних сил в тангенциальном направлении.

Первые два исходных положения В.К.Мигая в принципе могут быть приняты. Но не может быть принят примененный им способ определения кинетической энергии вращения. Причины этого следующие: на стр.52 книги /2/ вводится средняя по кинетической энергии скорость  $\bar{V}$ , определяемая по уравнению

$$\frac{\rho \bar{V}^2}{2} = \frac{1}{R} \int_0^R \frac{\rho}{2} \frac{V_{\varphi m}^2 z^2}{R^2} dz = \rho \frac{V_{\varphi m}^2}{6}, \quad (2)$$

где  $R$  - радиус трубы;  $\rho$  - плотность жидкости;  $z$  - радиальная координата в поперечном сечении.

Эта средняя по радиусу кинетическая энергия в /2/ умножается на объем участка  $\frac{\pi d^2}{4} \Delta h$  и полученное произведение называется кинетической энергией вращения, равной

$$E'_{\text{вк}} = \frac{\pi d^2}{4} \Delta h \rho \frac{V_{\varphi m}^2}{6}. \quad (3)$$

Для получения кинетической энергии вращения объема  $\frac{\pi d^2}{4} \Delta h$  необходимо умножить не на среднюю интегральную кинетическую энергию вращения по радиусу  $R$ , а на среднюю интегральную по объему  $\frac{\pi d^2}{4} \Delta h$ , которая вычисляется по уравнению

$$\Delta h \pi R^2 \rho \frac{\bar{V}^2}{2} = \int_0^R \Delta h 2 \pi z dz \rho \frac{V_{\varphi m}^2}{2}.$$

тогда для квазитвердого вращения имеем

$$\rho \frac{\bar{v}^2}{2} = \rho \frac{v^2 \gamma m}{4}, \quad (4)$$

а кинетическая энергия вращения равна

$$E_{\text{вр}} = \frac{\pi d^2}{4} \Delta h \rho \frac{v^2 \gamma m}{4}. \quad (5)$$

Ясно, что выражения (3) и (5) различаются в 1,5 раза, кинетическая энергия вращения  $E_{\text{вр}}$  в 1,5 раза больше, чем величина  $E'_{\text{вр}}$ , которую использует В.К.Мигай.

Используя в уравнении (1) соотношения

$$\bar{v}_\sigma = \sqrt{v_\sigma^2 + v_z^2}; \quad v_z = \frac{\lambda_0}{8} \rho v_z^2,$$

где  $v_z$  - напряжение трения, вызванное только осевым движением;  $v_\sigma$  - напряжение трения, вызванное вращением,

получим, используя уравнение (3) и баланс кинетической энергии, дифференциальное уравнение /2/

$$\lambda_0 f(H) dH = -\frac{4}{3} \frac{dz}{\sqrt{(1+z^2)^3 - 1}}, \quad (6)$$

где  $z = \frac{v_z \gamma m}{v_\sigma}$  - отношение максимальной скорости вращения в квазитвердом потоке к осевой скорости.

Уравнение (6) содержит коэффициент гидравлического трения, который в нестабилизированном течении является валичной переменной. Однако за полным отсутствием данных об этом коэффициенте для нестабилизированного вращающегося потока применим его вместе с автором /2/ постоянным и определяемым по известной формуле Блауза. Дифференциальное уравнение (6) в /2/ предлагается интегрировать при  $\lambda_0 = \text{const}$  численно, хотя в этом нет необходимости, так как оно интегрируется в квадратурах. В частности, при  $H = 0$ ,  $z = z_0$  получим после интегрирования уравнения (6) и использования начальных условий следующую зависимость между  $z$  и  $H$ :

$$\lambda_0 \left[ H + 6 \left( 1 - \epsilon^{-\frac{H}{6}} \right) \right] = \frac{2}{3\sqrt{3}} \ln \left[ \frac{\left( \frac{z}{z_0} \right)^3 \frac{2 + z_0^2 - 2\sqrt{\frac{z_0^2}{3} + z_0^2 + 1}}{2 + z^2 - 2\sqrt{\frac{z_0^2}{3} + z^2 + 1}} \right]. \quad (7)$$

Уравнение (7) легко решается относительно  $z$ , а именно

$$z = 2 \sqrt{\frac{3 B e^{\frac{H}{6}}}{8 e^{\frac{H}{6}} (8 e^{\frac{H}{6}} - 6) - 3}},$$

где

$$\left. \begin{aligned} B &= \frac{z_0^2}{2\sqrt{\frac{z_0^2}{3} + z_0^2 + 1} - 2 - z_0^2}; \\ A &= \lambda_0 \frac{3\sqrt{3}}{2} \left[ H + 6 \left( 1 - \epsilon^{-\frac{H}{6}} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Результаты расчета по формулам (8) представлены на рис.1 кривой I и повторяют результаты, полученные численным интегрированием уравнения (6) в книге /2/.

Но если вместо неверного выражения для кинетической энергии вращения (3) использовать ее верное выражение (5), то дифференциальное уравнение (6) заменится на

$$\lambda_0 f(H) dH = -2 \frac{dZ}{\sqrt{(1+Z^2)^3 - 1}} \quad (9)$$

Интегрирование этого уравнения с теми начальными условиями, что и уравнения (6), приводит к зависимости

$$\lambda_0 \left[ H + 6 \left( 1 - \ell^{-\frac{H}{\lambda_0}} \right) \right] = \frac{1}{\sqrt{3}} \ln \left[ \left( \frac{Z}{Z_0} \right)^2 \frac{2 + Z_0^2 - 2 \sqrt{\frac{Z_0^4}{3} + Z_0^2 + 1}}{2 + Z^2 - 2 \sqrt{\frac{Z^4}{3} + Z^2 + 1}} \right] \quad (10)$$

Результаты расчета для уравнения (10) представлены на рис.1 кривой 2. Как видно из сопоставления кривых 1 и 2, удовлетворительное согласование результатов расчета и эксперимента, показанное в книге /2/, является всего лишь результатом ошибки в определении кинетической энергии. Исправление этой ошибки ведет к явному рассогласованию результатов расчета и эксперимента, а также подтверждает недостаточность баланса только кинетической энергии.

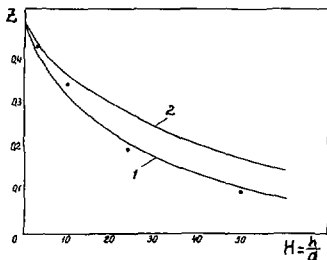


Рис.1. Сопоставление результатов расчета по методу В.К.Мигал и экспериментальных данных Мьюзольфа /2/:

1 - расчет зависимости  $Z = Z(H)$ , где  $Z = \frac{\sigma_{ym}}{U_0}$ , для квазтвердого вращения, содержащей ошибку в определении кинетической энергии;

2 - расчет зависимости  $Z = Z(H)$ , где  $Z = \frac{\sigma_{ym}}{U_0}$ , для квазтвердого вращения при устранении ошибки в определении кинетической энергии;

● - экспериментальные точки Мьюзольфа /2/

#### Модификация метода В.К.Мигал

Простота теории В.К.Мигал нестабилизированного движения вращающихся потоков в трубе, позволяющая свести метод расчета к использованию формул (8), дает целесообразной попытку ввести в нее такие изменения, которые бы позволили при отсутствии ошибок в вычислениях и сохранении формул (8) получить удовлетворительное согласование результатов расчета и эксперимента.



В результате таких попыток оказалось, что необходимое изменение сводится к замене баланса кинетической энергии вращения балансом моментов количества движения. Отметим некоторые приципальные моменты целесообразности такой замены. Уравнение моментов количества движения является векторным уравнением. Проекция на ось вращения тангенциальной силы трения и количества движения в тангенциальном направлении, создающих момент силы и момент количества движения, равна нулю. Уравнения баланса кинетической энергии вращения недостаточно. В энергетическом балансе должен найтн отражение как работа сил внешнего трения в тангенциальном направлении, так и падение силы от центробежного давления в осевом движении. Эта последняя сила определяется квадратом скорости вращения

$$P = \int_0^R (\rho \int_0^R \frac{v_{\varphi}^2}{2} dz) 2\pi r dz,$$

где  $P$  - сила от центробежного давления в поперечном сечении потока.

Уравнение моментов количества движения содержит только момент внешних сил трения, в то время как изменение кинетической энергии вращения должно отражать и работу внутренних сил трения. Это особенно четко видно на примере потока со свободной поверхностью и начальным потенциалом скоростей. В таком потоке неизбежно на внутренней свободной поверхности нарастание своеобразного пограничного слоя, что показано в работе /3/. Этот пограничный слой возникает за счет внутренних, а не внешних сил. Его нарастание ведет к уменьшению кинетической энергии вращения, но не изменяет момента количества движения. Поэтому на участке стабилизации в уменьшение кинетической энергии вращения необходимо вводить работу не только внешних, но и внутренних сил, в то время как в уменьшение потока момента количества движения достаточно ввести момент только внешних сил.

Для использования уравнения моментов количества движения введем среднее по потоку момента количества движения скорость  $\bar{v}_{\varphi}$  по уравнению

$$\bar{v}_{\varphi} \int_0^R \rho 2\pi r^2 dz v_{z,} = \int_0^R \rho v_{\varphi} r 2\pi r dz v_{z,}, \quad (II)$$

откуда при  $v_{z,} = const$  имеем

$$\bar{v}_{\varphi} = \frac{3}{R^3} \int_0^R v_{\varphi} r^2 dz. \quad (I2)$$

Для квазитвердого вращения отсюда следует

$$\bar{v}_{\varphi} = \frac{3}{4} v_{\varphi m}. \quad (I3)$$

Поток момента количества движения через поперечное сечение определяется по формуле

$$M_f = \rho \frac{2\pi R^3 v_{z,}}{3} \bar{v}_{\varphi}.$$

Уравнение моментов количества движения имеет вид

$$\zeta_{\varphi} 2\pi R^2 \Delta h = - \frac{\rho 2\pi R^3 v_{z,}}{3} \Delta \bar{v}_{\varphi}, \quad (I4)$$

откуда

$$\zeta_{\varphi} = - \frac{\rho v_{z,}^2}{6} \frac{d\pi}{dH},$$

где

$$\pi = \frac{\bar{v}_{\varphi}}{v_{z,}}; \quad H = \frac{h}{d}. \quad (I5)$$

Используя в уравнении (1)  $\bar{v}_\varphi$ , по формуле (15) получим дифференциальное уравнение (6) и соответственно его интеграл (7). Таким образом, замена баланса кинетической энергии балансом моментов количества движения приводит к уравнению, по форме совпадающему с уравнением (7). Но теперь в нем  $\bar{z}$  имеет другой смысл, а именно

$$\bar{z} = \frac{\bar{v}_\varphi}{v_*}, \text{ а не } \bar{z} = \frac{v_{m\varphi}}{v_*}, \text{ как это принято в работе [2].}$$

Для сопоставления результатов расчета и эксперимента необходимо экспериментальные данные по  $v_{m\varphi}$  Мызалфа, приведенные в [2], изменить в соответствии с формулой (13), т.е. ординаты экспериментальных точек умножить на  $\frac{3}{4}$ . Для этого используем график, приведенный в [2]. В частности, начальное значение  $\bar{z}$  будет не 0,5, а

$$\bar{z}_0 = 0,5 \cdot \frac{3}{4} = 0,375.$$

Сопоставление результатов расчета и эксперимента приведено на рис.2. Как видно, оно в первом приближении удовлетворительное. Расчеты по формуле (8) с использованием вместо баланса кинетической энергии баланса моментов количества движения будем называть модифицированным методом В.К.Мигал.

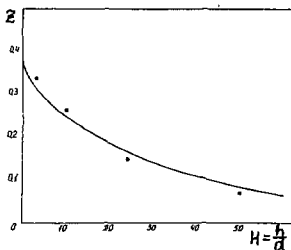


Рис.2. Сопоставление результатов расчета по модифицированному методу В.К.Мигал и экспериментальных данных Мызалфа [2]: кривая —  $\bar{z}(H)$ , где  $\bar{z} = \frac{\bar{v}_\varphi}{v_*}$ ;  $\bar{v}_\varphi$  — средние по потоку моменты количества движения скорости для квазитвердого вращения; ● — экспериментальные точки Мызалфа, ординаты которых умножены на  $\frac{3}{4}$  в соответствии с переходом к уравнению моментов количества движения

#### Распространение модифицированного метода В.К.Мигал на цилиндрические потоки со свободной поверхностью

Из вращающихся потоков со свободной поверхностью наибольшее практическое значение имеют такие, в которых свободная поверхность близка к цилиндрической, т.е. радиус свободной поверхности  $r_1 = r \cos \beta$ , где  $r_1$  — осевой радиус свободной поверхности, равный  $r_1 = \frac{r_2}{K}$ ;  $r_2$  — радиус свободной поверхности в цилиндрическом вращающемся потоке жидкости.

Для таких потоков в уравнении (1) необходимо заменить площадь  $\frac{\pi d^2}{4}$  на  $\frac{\pi d^2}{4}(1-x_1^2)$ , диаметр  $d$  на гидравлический диаметр  $d_f = d(1-x_1^2)$  и в результате этих замен уравнение (1) не изменится. Средняя по потоку момента количества движения скорость  $\bar{v}_\varphi$  будет определяться по формуле

$$\bar{v}_\varphi = \frac{3 M_f}{2 \rho \pi v_x (R^3 - z_1^3)} \quad (16)$$

Уравнение моментов количества движения (13) имеет вид

$$\tau_\varphi \frac{2 \pi R^2 \rho}{\Delta h} - \frac{\rho 2 \pi v_x (R^3 - z_1^3)}{3} \Delta v_\varphi, \quad (17)$$

откуда

$$\tau_\varphi = -\rho \frac{v_x R (1-x_1^3)}{3} \frac{d \bar{v}_\varphi}{d h},$$

или, заменяя  $h = H d_f$ , получим

$$\tau_\varphi = -\rho \frac{v_x^2 (1-x_1^3)}{6(1-x_1^2)} \frac{dz}{dH}. \quad (18)$$

Снова используя уравнение (1), получим аналогично уравнению (6) дифференциальное уравнение в виде

$$\lambda_0 f(H) dH = -\frac{4}{3} \frac{1-x_1^3}{1-x_1^2} \frac{dz}{\sqrt{(1+z^2)^3 - 1}} \quad (19)$$

и его интеграл

$$\lambda_0 \left[ H + 6(1-l^{-\frac{H}{\lambda_0}}) \right] = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{1-x_1^3}{1-x_1^2} \ln \left[ \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \frac{2+z_0^2-2\sqrt{\frac{z_0^4}{3}+z_0+1}}{2+z^2-2\sqrt{\frac{z^4}{3}+z^2+1}} \right] \quad (20)$$

Это уравнение отличается от уравнения (7) только множителем  $\frac{1-x_1^3}{1-x_1^2}$ , который обращается в 1 при  $x_1 = 0$ . Уравнение (20) справедливо для цилиндрического потока с любым полем скоростей - вихревым или потенциальным при условии, что в нем

$$z = \frac{\bar{v}_\varphi}{W_x}; \quad W_x = \text{const}; \quad \bar{W}_\varphi = \frac{3}{1-x_1^3} \int_{x_1}^1 W_\varphi x^2 dx, \quad (21)$$

где  $W_\varphi = \frac{v_\varphi}{v_m}$  - безразмерная скорость;  $v_m = \frac{Q}{2\pi R}$  - масштаб скорости;  $x = \frac{r}{R}$  - относительная радиальная координата в поперечном сечении потока жидкости.

Решение уравнения (20) относительно  $H$  приводит к тем же формулам (8), только в  $A$  вводится множитель  $\frac{1-x_1^3}{1-x_1^2}$ :

$$A = \lambda_0 \frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{1-x_1^3}{1-x_1^2} \left[ H + 6(1-l^{-\frac{H}{\lambda_0}}) \right]. \quad (22)$$

Результаты расчетов по формулам (8)-(22) были сопоставлены с результатами эксперимента. Экспериментальные данные для  $z(H)$  были получены путем обработки замеров центробежных давлений на стенке трубы из оргстекла с полированной внутренней поверхностью. Теория потенциальных потоков со свободной поверхностью [1] позволяет найти начальное значение  $z_0$ :

$$\bar{z}_0 = \frac{W_{\text{ср}}}{W_{\bar{z}}} = \frac{3}{2} \frac{(1-x_1^2)^2}{1-x_1^3} m_{\text{ср}}, \quad (23)$$

где  $m_{\text{ср}}$  - начальное значение безразмерного момента количества движения на единицу объема жидкости.

Она позволяет также рассчитать текущее значение безразмерного центробежного давления на стенке  $\frac{2P}{\rho \bar{v}_c^2}$  в зависимости от  $\bar{z}$  ( $H$ ):

$$\frac{2P}{\rho \bar{v}_c^2} = \frac{4}{9x_1^2} \frac{(1-x_1^3)^3}{(1-x_1^2)^3} \bar{z}^2(H), \quad (24)$$

где  $\bar{v}_c = \frac{Q}{\pi R^2}$  - средняя приведенная скорость;  $x_1$  - радиус свободной поверхности, наблюдавшийся в эксперименте;  $P$  - центробежное давление в эксперименте.

В формулах (8)-(22) принимался радиус свободной поверхности, полученный теоретически в соответствии с рекомендациями [1].

Для расчета, результаты которого показаны на рис.3, расчетные данные следующие:

$$x_1 = 0,7636; \quad m_{\text{ср}} = 5,2278; \quad \bar{z}_0 = 2,4567.$$

Для расчета, результаты которого показаны на рис.4, расчетные данные следующие:

$$x_1 = 0,7573; \quad m_{\text{ср}} = 4,9980; \quad \bar{z}_0 = 2,4109$$

Визуальные наблюдения показали в обоих случаях одинаковый радиус свободной поверхности  $x_1 = 0,733$ .

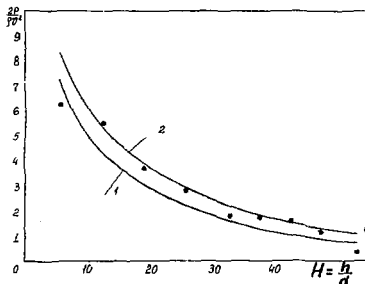


Рис.3. Сопоставление результатов расчета центробежного давления на стенке  $\frac{2P}{\rho \bar{v}_c^2}$  по модифицированному методу В.К.Мигая и результатов экспериментов:

● - экспериментальные точки; 1 - при определении числа  $Re$  по расходу скорости и диаметру трубы; 2 - при определении числа  $Re$  по осевой скорости  $\bar{v}_z$  во вращающемся слое

На рис.3 и 4 показано сопоставление результатов теоретического расчета центробежного давления  $\frac{2P}{\rho \bar{v}_c^2}$  по формуле (24) с использованием расчетных значений радиуса свободной поверхности  $x_1$  и расчетной зависимости  $\bar{z}(H)$ . Здесь в качестве экспериментальных точек нанесены экспериментально полученные значения центробежного давления без какой-либо дальнейшей обработки. На графиках приведены по две расчетные кривые 1 и 2, причем кривые 1 отвечают формуле Блазкуса при числе  $Re$ , найденном по средней по расходу скорости в трубе  $\bar{v} = \frac{4Q}{\pi d^2}$ , а кривые 2 отвечают формуле Блазкуса при числе  $Re$ , определенном по диаметру трубы и осевой скорости во вращающемся слое  $\bar{v}_z = \frac{4Q}{\pi d^2 \sqrt{1-x_1^2}}$ . Как видно из четырех графиков (см.рис.3 и 4), использование числа  $Re$ , определенного по диаметру труб и скорости  $\bar{v}_z$  в слое, дает результат, существенно более близкий к действительности, чем использование числа  $Re$ , определенного по средней по расходу скорости  $\bar{v}$ .

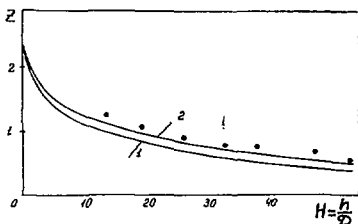


Рис. 4. Сопоставление результатов расчета центробежного давления на стенке  $\frac{2p}{\rho U^2}$  по модифицированному методу В.К.Мигая и результатов эксперимента:

● - экспериментальные точки;

1 - при определении числа  $Re$  по средней по расходу скорости и диаметру трубы;

2 - при определении числа  $Re$  по осевой скорости  $U_E$  во вращающемся слое

#### Выводы

1. Изложенный в статье материал показывает, что принятая модель нестабилизированного движения, в которой характер полей скоростей принимается постоянным по длине трубы, а уменьшается только момент количества движения, оправдывается при числе калибров  $\frac{L}{d} \leq 50$ , несмотря на то, что эта модель противоречит очевидной необходимости деформации начально заданного поля скоростей. Такой прием является распространением моделей, принятых в гидравлике стабилизированных течений, на нестабилизированные вращающиеся потоки.

2. Модифицированный метод В.К.Мигая расчета затухания вращения вращающегося потока может быть в первом приближении принят для вращающегося потока при радиусе свободной поверхности больше или равном нулю, несмотря на противоречивость постоянства коэффициента гидравлического сопротивления нестабилизированного течения и принятой условности в определении его по формуле Блазиуса для вращающегося слоя.

3. Наличие указанных противоречий в методе В.К.Мигая делает целесообразным дальнейшую разработку вопроса о затухании вращения в нестабилизированных вращающихся цилиндрических потоках при условии широкого применения таких потоков. Можно предполагать, что развитие гидравлических методов расчета приведет к использованию не формулы Блазиуса, а формулы Шези, более близкой к безвихревому течению со свободной поверхностью, а дальнейшее уточнение будет сопровождаться применением полумпирических методов гидродинамики.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Каменьщиков Ф.Т. и др. Вопросы механики вращающихся потоков и интенсификация теплообмена в ЯЭУ. М.: Энергоиздат, 1984.
2. Мигая В.К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1980.
3. Бетчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.

Статья поступила в редакцию 21 июля 1988 г.

ОБ УЧЕТЕ ВТОРИЧНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОМ  
РАСЧЕТЕ ПРОДОЛЬНО ОБТЕКАЕМОЙ СБОРКИ СТЕРЖЕНЕЙ

В.П.Смирнов, М.В.Папандин, Т.А.Пискулева

Приведены результаты сопоставления расчетов касательных напряжений на смоченных периметрах стержневых сборок по трем моделям переноса в азимутальном направлении с известными экспериментальными данными.

ON ACCOUNT OF SECONDARY FLOWS IN THERMALHYDRAULIC ANALYSIS OF FUEL ASSEMBLIES BEING STREAMLINED IN LONGITUDINAL DIRECTION. V.P.Smirnov, M.V.Papandin, T.A.Piskuleva. The article presents the results of analysis of tangential stresses on wetted perimeters of rod assemblies using three models of momentum transfer into azimuthal direction in comparison with the experimental data.

В работе /1/ разработан алгоритм программы РКН для теплогидравлического расчета стабилизированного продольного течения в сборке круглых стержней с обечайкой произвольной геометрии (труба, шестигранник и др.). Сопоставление расчетов касательных напряжений на смоченных периметрах (СП) по усовершенствованной программе РКН-М с экспериментами, проведенными на 15-стержневой сборке, показало качественное согласие. Однако окончательные выводы о работоспособности разработанных алгоритмов не были сделаны из-за значительных отклонений геометрии сборки от заданной геометрии.

В настоящей работе сопоставление расчетов по программе РКН-М проводится с экспериментами /2-4/, проведенными на сборках со стержнями большого диаметра (более 100 мм). В таких сборках влияние отклонений геометрических параметров незначительно.

Алгоритмы программ РКН и РКН-М основаны на двух предположениях. По нормальным к СП существует универсальный логарифмический профиль скорости. Касательные напряжения  $\tau_w$  на СП определяются либо из некоторых зависимостей, являющихся обобщением экспериментальных распределений /5/, либо из решения дифференциального уравнения

$$\frac{d}{d\ell} \left( K \frac{d\tau_w}{d\ell} \right) - \tau_w = -F, \quad (1)$$

где  $\ell$  — координата вдоль СП;  $K$  — эффективный коэффициент переноса количества движения вдоль СП;  $F$  — известная функция от  $\ell$ , являющаяся результатом усреднения сил давления по нормали к СП.

Последний подход описан в монографии /6/ для правильной треугольной ячейки и использован нами в программе РКН-М.

В общем случае перенос количества движения вдоль СП осуществляется тремя механизмами: молекулярной и турбулентной диффузией, а также конвекцией (вторичными течениями или вихрями). Исходя из этих предположений и предполагая, что в каждой субъячейке (см. рис.1), ограниченной СП, линией максимальных скоростей (ЛМС) и нормалью к СП, существует один вихрь, в результате усреднения уравнения количества движения по нормали к СП была получена следующая зависимость для коэффициента  $K$ :

$$K = \frac{1}{2} y_0^2 \frac{\epsilon_n \left( 1 + \frac{y_0}{z_n} \right)}{\left( \frac{y_0}{z_w} \right)} \left( \frac{1}{3} + \frac{u_0}{V_n} C_z \delta \right) + \frac{1}{2} y_0 \epsilon_c C_w Y \left( \frac{y}{y_0} \right)^{C_y},$$

где  $y_0$  - расстояние от СП до ЛМС;  $V_*$  - динамическая скорость на СП;  $C_\tau = 0,067(1 - \frac{1500}{Re})$  - коэффициент в зависимости турбулентной вязкости, взятый из работы /7/;  $\delta = 2(\frac{y_0}{U_0})^2$  - коэффициент анизотропии турбулентной вязкости в направлении  $l$ , принятый в соответствии со структурной зависимостью для коэффициентов турбулентной теплопроводности /8/;  $U_0$  - скорость на ЛМС;  $\gamma = \frac{2(y_m - y_{мин})}{y_m + y_{мин}}$  - параметр неравномерности сужающей;  $C_w$ ,  $C_y$  - коэффициенты, определяемые из эксперимента.

Из сопоставления расчетов и экспериментальных распределений  $\bar{\tau}_w$  для правильной треугольной сужающей было показано, что диффузионная модель переноса ( $C_w = 0$ ) дает завышенную неравномерность  $\bar{\tau}_w$  по СП. Учет вторичного течения в вихревой модели ( $C_w \neq 0$ ,  $C_y = 0$ ) улучшил согласие расчета с экспериментом. В пределах 5% совпадение расчета с экспериментом получено при  $C_w = 0,05$ .

Ниже приведено сопоставление с экспериментами /2-4/ расчетов с использованием трех моделей переноса: диффузионной ( $C_w = 0$ ), вихревой ( $C_w = 0,05$ ,  $C_y = 0$ ) и вихревой с поправкой ( $C_w = 0,05$ ,  $C_y = 1$ ).

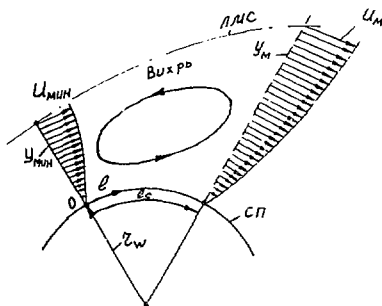


Рис.1. Особенности течения в сужающей

На рис.2 показаны рассчитанные и экспериментальные зависимости  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  по СП одного из центральных стержней и стенке прямоугольного канала /2/. Четыре стержня с наружным диаметром 157,5 мм расположены симметрично относительно стенок канала с относительным шагом  $S/d = 1,071$ . Ширина канала составляет 180,2 мм.

Расчетные распределения  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  для трех моделей качественно согласуются с экспериментальными и соответствуют характеру поведения зазора  $y_0$  по СП. Диффузионная модель дает завышенную неравномерность  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  по сравнению с экспериментом до 35%. Учет влияния вторичного течения в вихревой модели улучшает согласие расчета с экспериментом. Однако и в этом случае требуется введение поправки в зависимость (2). Наилучшее совпадение расчета с экспериментом дает вихревая модель с поправкой при  $C_y = 1$ . В этом случае отличие расчета от эксперимента составляет не более 5%. Введение поправки означает, что в узких зазорах скорости вторичного течения должны увеличиваться по сравнению с широкими зазорами. Такая зависимость скорости может быть получена при условии, например, постоянного расхода вторичного течения по периметру.

На рис.3 представлены расчетные и экспериментальные распределения  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  на центральной отержне и стенках прямоугольного канала /3/ с теми же поперечными размерами канала, но со смещением ряда стержней к нижней стенке на 7,98 мм. Ход расчетных и экспериментальных распределений  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  совпадает с изменением зазора  $y_0$  по периметру. По-прежнему диффузион-

ная модель переноса вызывает неравномерность распределения  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  по сравнению с экспериментом. В самом узком зазоре расчетное значение  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  на 70 % ниже экспериментального.

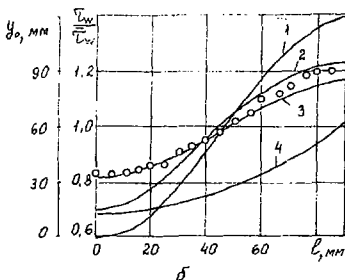
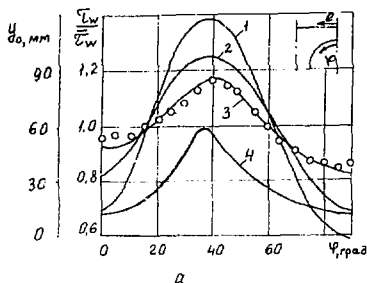


Рис.2. Зависимость относительного касательного напряжения

$\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  и зазора  $\psi_0$  от координаты вдоль СП:

а - стержень; б - стенка;

расчет:

1 - диффузионная модель;

2 - вихревая модель;

3 - вихревая модель с поправкой;

4 -  $\psi_0$ .

эксперимент Реме [2]:

5 -  $\circ - \bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$

}  $\frac{\bar{\tau}_w}{\bar{\tau}_w}$

Вихревая модель дает хорошее совпадение расчетного значения  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  с экспериментом в самых широких зазорах. Однако в самом узком зазоре ( $\psi = 180^\circ$ ) она занижает значение  $\bar{\tau}_w / \bar{\tau}_w$  на 35 %. Вихревая модель с поправкой позволяет уменьшить расхождение расчета с экспериментом до 8 %.

В работе [4] измерены касательные напряжения в сборке, состоящей из 19 гладких стержней с наружным диаметром 120 мм, расположенных в правильной треугольной решетке с относительным шагом  $S/d = 1,17$ .



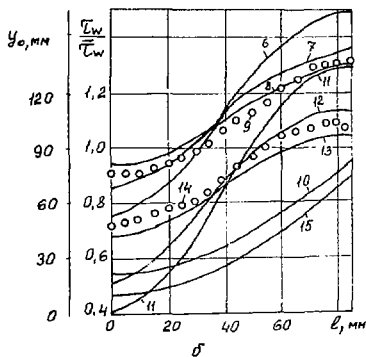
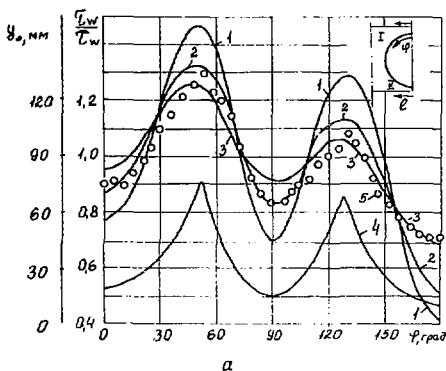


Рис.3. Зависимость относительного касательного напряжения  $\tau_w/\bar{\tau}_w$  и зазора  $Y_0$  от координаты вдоль СП:

а - стержень; б - стенка;

расчет:

1, 6 (стенка I); II (стенка II) - диффузионная модель;

2, 7 (стенка I); 12 (стенка II) - вихревая модель;

3, 8 (стенка I); 13 (стенка II) - вихревая модель с поправкой;

4 - стержень;

10 - стенка I;

15 - стенка II;

эксперимент Рабе [4];

5 - стержень;

9 - стенка I;

14 - стенка II

$\frac{\tau_w}{\bar{\tau}_w}$

$\frac{\tau_w}{\bar{\tau}_w}$

Сборка стержней помещена в шестиугольную обечайку, касающуюся крайнего ряда труб. Центральный стержень мог дискретно перемещаться на величину  $\epsilon$  в направлении одного из стержней, оставаясь параллельным продольной оси сборки.

На рис.4 показаны распределения экспериментальных и расчетных распределений  $\tau_w / \bar{\tau}_w$  по периметру центрального стержня для двух значений  $\epsilon = 5$  и  $17,24$  мм.

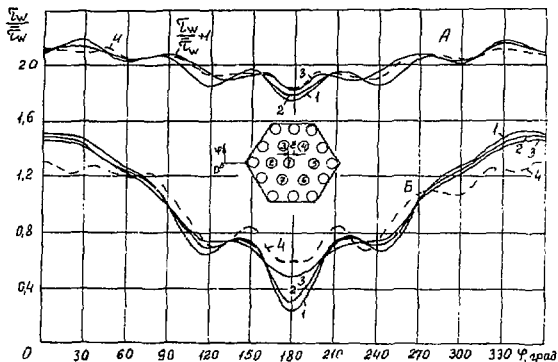


Рис.4. Зависимость относительного касательного напряжения координаты  $\tau_w / \bar{\tau}_w$  для стержня I:

А)  $\epsilon = 5$  мм; Б)  $\epsilon = 17,24$  мм;

расчет:

1 - диффузионная модель; 2 - вихревая модель;

3 - вихревая модель с поправкой; 4 - эксперимент /4/

Наилучшее совпадение расчета с экспериментом по-прежнему дает вихревая модель с поправкой, при этом максимальное расхождение для  $\epsilon = 17,24$  мм не превышает 20%. В широкой части поперечного сечения ( $\varphi = 0$ ) расчетные модели сливаются имеющиеся в эксперименте максимумы и минимумы в распределении  $\tau_w / \bar{\tau}_w$ . В районе  $\varphi = 120$  и  $240^\circ$  положения расчетных и экспериментальных максимумов не совпадают на  $10-15^\circ$ . По-видимому, в поперечном сечении сборки, представляющей собой нетесный пучок стержней ( $S/d > 1,1$ ), существует более сложная структура вихрей, чем принята в предлагаемой методике: наличие в каждой субъячейке по одному вихрю.

#### Выводы

1. В рамках приближенного метода, основанного на упрощении параметров потока по нормали к СП, не представляется возможным описать все детали сложной вихревой структуры потока в нетесном пучке ( $S/d > 1,1$ ).

2. Приближенный метод с использованием одновихревой модели с поправкой удовлетворительно описывает неравномерность  $\tau_w / \bar{\tau}_w$  в целом по периметру смежных поверхностей.

3. Для тесных пучков ( $S/d < 1,1$ ), как показало сопоставление расчетов с экспериментами /2,3/, одновихревая модель с поправкой дает удовлетворительные результаты.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Колесниковас Н.Ю. и др. Гидродинамические характеристики продольно обтекаемой стержневой сборки // Труды АН Лит.ССР. Сер.Б. 1985. Т.2(147), С.39.
2. Rehme K. Turbulent momentum transport in rod bundles // Nucl. Eng. and Design. 1980. Vol.62. P.137-146.
3. Rehme K. Distributions of velocity and turbulence in a parallel flow along an asymmetric rod bundle // Nucl. Technology. 1982. Vol.52. P.148-159.
4. Neřna I., Mantlik P. Turbulent flow in rod bundles with geometrical disturbance // Nucl. Technology. 1982. Vol.59. P.509-524.
5. Ибрагимов М.Х. и др. Расчет касательных напряжений на стенке канала и распределение скоростей при турбулентном течении жидкости // Атомная энергия. 1966. Т.21, вып.2. С.101.
6. Субботин В.Н. и др. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1975.
7. Hudina M. Evaluation of heat transfer performances of rough surfaces from experimental investigation in annular channels // Int. J. Heat Mass Transfer. 1979. Vol.22, No. P.1381.
8. Босков В.П. и др. Метод расчета коэффициентов турбулентной диффузии тепла в каналах некруглого поперечного сечения // Теплофизика высоких температур. 1968. Т.6, №3. С.680.

Статья поступила в редакцию 27 июля 1988 г.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
РЕАКТОРА БОР-60 С УРАН-ПЛУТОНИЕВЫМ ЗАГРУЗКОЙ**

С.Н.Хиленко, А.И.Теллин, И.В.Яковлева, Л.И.Семочкина

Приведены результаты экспериментальных исследований скоростей реакции тяжелых нуклидов для двух ячеек активной зоны и двух ячеек бокового экрана реактора БОР-60 с загрузкой активной зоны уран-плутониевым топливом. Обсуждена достоверность расчетных предсказаний условий испытания теплоделяющих сборок и изделий в активной зоне и боковом экране реактора БОР-60.

**EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF NEUTRON PHYSICS CHARACTERISTICS FOR BOR-60 REACTOR WITH URANIUM-PLUTONIUM LOADING.** S.N.Hilenko, A.I.Tellin, I.V.Yakovleva, L.I.Semochkina. Results of experiments to determine the reaction rates of higher nuclides for two cells of the BOR-60 reactor end shield with core uranium-plutonium loading are presented. The computed prediction reliability of the test conditions for fuel assemblies and products in the core as well as the BOR-60 reactor end shield is also estimated.

На реакторе БОР-60 с загрузкой активной зоны уран-плутониевым топливом (УПТ) проводятся многочисленные испытания теплоделяющих сборок (ТЭС) и изделий с перспективными топливными композициями и конструкционными материалами как в активной зоне, так и в боковом экране. Для получения достоверной информации об условиях испиатаний изделий необходимы специальные исследования, основой которых являются экспериментальные данные по нейтронно-физическим характеристикам (НФХ) реактора. Боковой экран реактора БОР-60 сложен по составу и конфигурации и представляет собой более 70 экранных воспроизводящих сборок (ЗЭС), значительное количество стальных пакетов и экспериментальных изделий. Большие трудности возникают как при проведении физического расчета такого экрана, так и при интерпретации полученных результатов для конкретной сборки или изделия.

Был подготовлен и проведен специальный эксперимент по исследованию НФХ в активной зоне и боковом экране реактора БОР-60 с УПТ. Для эксперимента были выбраны следующие 4 ячейки (см. рисунок):

1. Ячейка второго ряда активной зоны Е39 ( $R = 0,09$  м), в которой устанавливался разборный экспериментальный пакет (РЭП) с 36 теплоделяющими элементами (твэлами) с УПТ и ампулой с образцами. Использовался один набор образцов на уране центра активной зоны.

2. Ячейка пятого ряда активной зоны Д23 ( $R = 0,196$  м), в которой устанавливался РЭП с 36 твэлами с УПТ и ампулой с образцами. Использовалось 6 наборов образцов, размещенных по всей высоте активной зоны (высота активной зоны составляет 0,45 м, вместе с торцевыми зонами воспроизводства - 0,70 м).

3. Ячейка восьмого ряда бокового экрана Б34 ( $R = 0,34$  м), которая окружена ЗЭС. Устанавливался РЭП с семью штатными воспроизводящими твэлами. Центральный твэл был разборным, в нем между урановыми таблетками размещались наборы образцов: всего 9 комплектов по всей высоте боковой зоны воспроизводства (высота 0,90 м).

4. Ячейка восьмого ряда бокового экрана В34 ( $R = 0,34$  м), окруженная стальными экранными пакетами. Устанавливался разборный материаловедческий пакет, в центральной полости которого на уране центра активной зоны размещалась ампула с образцами. Использовался один набор образцов.

Набор образцов состоял из четырех индикаторов: урановый - с содержанием  $^{235}\text{U}$  более 90 %, урании с естественными содержаниями  $^{235}\text{U}$ , плутониевый с содержанием  $^{239}\text{Pu}$  более 95 % и ториевый. Такой набор позволяет определить скорости шести реакций:  $^{235}\text{U}(n,f)$ ,  $^{238}\text{U}(n,f)$ ,

$^{239}\text{Pu}(n, f)$ ,  $^{232}\text{Th}(n, f)$ ,  $^{235}\text{U}(n, f)$  и  $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$  Облучение проводилось на минимальном контролируемом уровне мощности реактора 80 кВт в течение 2 ч. После облучения и разборки ампул активность индикаторов измерялась на гамма-спектрометрической установке с полупроводниковым детектором высокого разрешения. Для определения скорости реакции деления измеряли гамма-линию 1596,18 кэВ  $^{235}\text{U}$ , скорости реакции захвата  $^{235}\text{U}$  - гамма-линию 277,8 кэВ  $^{239}\text{Pu}$ , а скорости захвата  $^{232}\text{Th}$  - гамма-линию 311,91 кэВ  $^{232}\text{Th}$ .

Результаты измерений обрабатывались по специальной программе на ЭВМ. Для каждой исследуемой точки получено по шесть перечисленных выше скоростей реакций. Определены значения спектральных индексов - отношений усредненных по спектру нейтронов сечений. В табл. I и 2 приведены экспериментальные значения скоростей реакций и спектральных индексов на уровне центра активной зоны реактора БОР-60. Отметим, что  $\frac{\Sigma_f^a}{\Sigma_f^s}$  практически постоянно для всей зоны реактора и близко к значению 4,10, полученному из литературных данных. Это имеет большое практическое значение: при оценке скорости деления  $^{235}\text{U}$  в боковой зоне воспроизводства сызрового реактора можно использовать  $^{232}\text{Th}$ . Экспериментальное определение скорости деления  $^{235}\text{U}$  не всегда достоверно, что может сказаться на оценке ресурса воспроизводительной сборки. Спектр нейтронов в ячейке В34 значительно мягче, чем в Б34, что соответствует физически предпологаемой картине.

Таблица I

Экспериментальные значения скоростей реакций на уровне центра активной зоны,  $\text{с}^{-1}$ , на мощности реактора I МВт

Реакция	Я ч е й к а			
	Б39	Д23	В34	Б34
$^{235}\text{U}(n, f)$	$7,74 \cdot 10^{-11}(0,68)$	$6,10 \cdot 10^{-11}(0,58)$	$4,86 \cdot 10^{-11}(1,0)$	$4,97 \cdot 10^{-11}(0,49)$
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	$8,79 \cdot 10^{-11}(0,45)$	$6,61 \cdot 10^{-11}(0,61)$	$4,00 \cdot 10^{-11}(0,44)$	$4,31 \cdot 10^{-11}(0,64)$
$^{235}\text{U}(n, f)$	$5,98 \cdot 10^{-12}(0,81)$	$3,87 \cdot 10^{-12}(0,57)$	$1,80 \cdot 10^{-13}(3,2)$	$6,57 \cdot 10^{-13}(0,82)$
$^{232}\text{Th}(n, \gamma)$	$8,04 \cdot 10^{-12}(0,85)$	$6,77 \cdot 10^{-12}(0,78)$	$1,55 \cdot 10^{-11}(0,50)$	$6,31 \cdot 10^{-12}(0,51)$
$^{232}\text{Th}(n, \gamma)$	$1,01 \cdot 10^{-11}(0,57)$	$8,62 \cdot 10^{-12}(0,64)$	$1,51 \cdot 10^{-11}(0,48)$	$1,14 \cdot 10^{-11}(0,23)$
$^{232}\text{Th}(n, f)$	$1,50 \cdot 10^{-12}(0,72)$	$9,85 \cdot 10^{-13}(1,2)$	$4,87 \cdot 10^{-14}(3,6)$	$1,71 \cdot 10^{-13}(1,3)$

Примечание. Здесь и далее в скобках указана статистическая погрешность в процентах с 95 %-ной доверительной вероятностью, полученная при обработке результатов измерений по методу наименьших квадратов.

Таблица 2

Экспериментальные значения спектральных индексов  
на уровне центра активной зоны

Спектральный индекс	Я ч о й к а			
	Е39	Д23	В34	Б34
$\bar{\delta}_f^9 / \bar{\delta}_f^5$	1,14 (0,82)	1,08 (0,84)	0,823 (1,1)	0,867 (0,81)
$\bar{\delta}_f^8 / \bar{\delta}_f^5$	0,0773 (1,1)	0,0634 (0,89)	0,00370 (3,4)	0,0132 (0,96)
$\bar{\delta}_f^6 / \bar{\delta}_f^5$	0,0194 (0,99)	0,0161 (1,3)	0,00100 (3,7)	0,00344 (1,4)
$\bar{\delta}_c^8 / \bar{\delta}_c^2$	3,99 (1,1)	3,93 (1,4)	3,70 (4,8)	3,84 (1,5)
$\bar{\delta}_c^6 / \bar{\delta}_c^2$	0,104 (1,1)	0,111 (0,97)	0,319 (1,1)	0,127 (0,71)
$\bar{\delta}_c^2 / \bar{\delta}_c^5$	0,136 (0,89)	0,141 (0,86)	0,311 (1,1)	0,229 (0,54)
$\bar{\alpha}^8$	1,34 (1,2)	1,75 (1,0)	86,1 (3,2)	9,60 (0,97)
$\bar{\alpha}^2$	6,73 (0,92)	8,75 (1,4)	310 (3,6)	66,7 (1,3)

Расчет реактора БОР-60 с УПТ проведен по комплексу программ физического расчета ядерного реактора НО-6 /1/ с ядерно-физическими константами ЕНАБ-78 /2/: основной в (R,Z)-геометрии по программе DRZT, вспомогательный в (x,y)-геометрии по программе JAB. Чтoбы выработать правильный подход для расчета реактора БОР-60 со сложной компоновкой бокового экрана, были проведены три варианта расчета реактора в (R,Z)-геометрии:

1. DRZT, БЗ-смесь. Концентрации изотопов в боковом экране соответствовали реальному составу (смесь ЗВС и теплонагревающих сборок с учетом накопившегося плутония).

2. DRZT, БЗ-сталь. Боковой экран сформирован только из стальных пакетов.

3. DRZT, БЗ-уран. Боковой экран сформирован только из ЗВС.

Во всех вариантах состав активной зоны не изменялся. При расчете реактора в (x,y)-геометрии расположение сборок и состав активной зоны и бокового экрана соответствовали реальным, а для получения абсолютных скоростей реакций результаты нормировались на значения в центре активной зоны, рассчитанные по программе DRZT. Экспериментальные и расчетные результаты по скоростям реакций и спектральным индексам на уровне центра активной зоны приведены в табл.3 и 4. Скорости реакций нормированы на значение, равное 1, в ячейке Е39. Основным расчетным вариантом (ОРВ) принят вариант "DRZT, БЗ-смесь". Для сведения приведены данные, характеризующие отношения абсолютных значений параметров в ячейке Е39: в строке "эксперимент" - отношение экспериментального к полученному по ОРВ значения, а в строках по расчетным данным - отношение расчетного к полученному по ОРВ значения. В табл.5 приведены расчетные и экспериментальные данные по коэффициентам высотной неравномерности скоростей реакций  $K_H$  и координаты максимального значения (центр активной зоны на уровне 0,72 м). Для ячейки Б34 даны два значения  $K_H$ : первое - для всей высоты зоны воспроизводства, второе соответствует высоте активной зоны.

Анализ результатов, полученных при проведении исследований, показал следующее:

- значения расчетных  $K_H$  в активной зоне практически не зависят от состава бокового экрана;

- расчетный спектр нейтронов в активной зоне немного мягче экспериментального. Экспериментальные и расчетные значения  $K$  согласуются удовлетворительно;

- расчетный спектр нейтронов в боковом экране значительно жестче экспериментального. Расчетное значение  $K$  систематически выше экспериментального, что обусловлено расхождением скоростей реакций в нижней части сборки;

- для ячейки В34 (область стальных сборок) расчетные и экспериментальные результаты согласуются неудовлетворительно во всех вариантах. Гисчет в  $(x, y)$ -геометрии можно было бы считать удовлетворительным, если бы не скорости реакций деляния  $^{235}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ : они одинаковы для ячеек В34 и В34, что противоречит физическому смыслу;

- для ячейки В34 (боковая зона воспроизводства) расхождение расчетных и экспериментальных результатов значимо, исключение согласия достигается в варианте "DRZT, БЗ-смесь".

В заключении следует отметить, что полученные результаты, в особенности для бокового экрана, поставили много новых проблем как для экспериментальных, так и расчетных исследований НЯХ реакторов на быстрых нейтронах. Практические рекомендации по использованию НЯХ реактора БОР-60 в настоящее время следующие:

1. Для оценки условий испытания и ресурса работы ТВС и ЗВС необходимо производить расчет реактора БОР-60 в  $(R, Z)$ -геометрии с учетом реального состояния активной зоны и бокового экрана.

2. Для оценки условий испытания нетеропливых сборок в боковом экране необходимо использовать только экспериментальные НЯХ. Для бокового экрана достоверная информация по НЯХ может быть получена только в эксперименте.

Таблица 3

Сравнение экспериментальных и расчетных значений скоростей реакций на уровне центра активной зоны

Реакция	Вариант исследования	Я ч е й к а			
		В33	П23	В34	Б34
I	2	3	4	5	6
$^{235}\text{U}(n, f)$	Эксперимент	1/1,07	0,79	0,63	0,64
	DRZT, БЗ-смесь	1,00	0,79	0,51	0,51
	DRZT, БЗ-сталь	1/1,04	0,81	0,99	-
	DRZT, БЗ-уран	1/1,09	0,79	-	0,40
	JAR	1/1,00	0,80	0,59	0,42
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	Эксперимент	1/1,13	0,75	0,46	0,49
	DRZT, БЗ-смесь	1,00	0,77	0,43	0,43
	DRZT, БЗ-сталь	1/1,04	0,79	0,92	-
	DRZT, БЗ-уран	1/1,10	0,78	-	0,35
	JAR	1/1,00	0,77	0,49	0,35
$^{238}\text{U}(n, f)$	Эксперимент	1/0,95	0,65	0,03	0,11
	DRZT, БЗ-смесь	1,00	0,70	0,13	0,13
	DRZT, БЗ-сталь	1/1,06	0,74	0,11	-
	DRZT, БЗ-уран	1/0,97	0,72	-	0,10
	JAR	1/1,00	0,71	0,10	0,10
$^{244}\text{U}(n, \gamma)$	Эксперимент	1/1,15	0,84	1,93	0,78
	DRZT, БЗ-смесь	1,00	0,84	0,57	0,57
	DRZT, БЗ-сталь	1/1,05	0,86	5,54	-
	DRZT, БЗ-уран	1/1,00	0,81	-	0,42
	JAR	1/1,00	0,84	2,07	0,49

1	2	3	4	5	6
$^{232}\text{Th}(n, \gamma)$	Эксперимент	1/1,41	0,85	1,50	1,13
	DRZT, БЗ-смесь	1,00	0,84	0,97	0,97
	DRZT, БЗ-сталь	1/1,05	0,89	2,68	-
	DRZT, БЗ-уран	1/1,00	0,88	-	1,16
	JAR	1/1,00	0,85	1,37	0,79
$^{232}\text{Th}(n, f)$	Эксперимент	1/0,76	0,66	0,032	0,11
	DRZT, БЗ-смесь	1,00	0,70	0,13	0,13
	DRZT, БЗ-сталь	1/1,04	0,72	0,090	-
	DRZT, БЗ-уран	1/0,97	0,72	-	0,11
	JAR	1/1,00	0,69	0,090	0,090

Таблица 4  
Сравнение экспериментальных и расчетных значений спектральных индексов на уровне центра активной зоны

Реакция	Вариант исследования	Я ч е й к а			
		БЗ	ДЗ	ВЗ	БЗ
$\bar{\sigma}_f^3 / \bar{\sigma}_f^5$	Эксперимент	1,14	1,08	0,823	0,867
	DRZT, БЗ-смесь	1,17	1,14	0,985	0,985
	DRZT, БЗ-сталь	1,17	1,14	1,09	-
	DRZT, БЗ-уран	1,17	1,16	-	1,03
	JAR	1,17	1,13	0,984	0,978
$\bar{\sigma}_f^8 / \bar{\sigma}_f^5$	Эксперимент	0,0773	0,0634	0,00370	0,0132
	DRZT, БЗ-смесь	0,0673	0,0602	0,0173	0,0173
	DRZT, БЗ-сталь	0,0666	0,0601	0,00716	-
	DRZT, БЗ-уран	0,0653	0,0600	-	0,0156
	JAR	0,0673	0,0595	0,0116	0,0160
$\bar{\sigma}_c^8 / \bar{\sigma}_f^5$	Эксперимент	0,104	0,111	0,319	0,127
	DRZT, БЗ-смесь	0,110	0,117	0,121	0,121
	DRZT, БЗ-сталь	0,106	0,118	0,618	-
	DRZT, БЗ-уран	0,121	0,116	-	0,117
	JAR	0,110	0,116	0,389	0,129
$\bar{\lambda}^8$	Эксперимент	1,34	1,75	86,1	9,60
	DRZT, БЗ-смесь	1,64	1,95	7,02	7,02
	DRZT, БЗ-сталь	1,69	1,97	86,3	-
	DRZT, БЗ-уран	1,72	1,93	-	7,48
	JAR	1,64	1,94	33,6	8,00
$\bar{\sigma}_f^2 / \bar{\sigma}_f^5$	Эксперимент	0,0194	0,0161	0,00100	0,00344
	DRZT, БЗ-смесь	0,0138	0,0124	0,00342	0,00342
	DRZT, БЗ-сталь	0,0137	0,0122	0,00120	-
	DRZT, БЗ-уран	0,0136	0,0121	-	0,00264
	JAR	0,0138	0,0121	0,00214	0,00289
$\bar{\sigma}_c^2 / \bar{\sigma}_f^5$	Эксперимент	0,130	0,141	0,311	0,229
	DRZT, БЗ-смесь	0,174	0,185	0,327	0,327
	DRZT, БЗ-сталь	0,175	0,192	0,458	-
	DRZT, БЗ-уран	0,175	0,190	-	0,361
	JAR	0,167	0,180	0,373	0,304



Таблица 5  
Значения коэффициентов высотных неоднородностей  
скоростей реакций

Реакция	Я ч е й к а ДЗЗ		Я ч е й к а БЗ4	
	$H(\alpha_{\text{зам}})_{\text{ДЗЗ}}$	$K_{\text{Э}}$	$H(\alpha_{\text{зам}})_{\text{БЗ4}}$	$K_{\text{Э}}/K_{\text{Э}}^{\text{П.3}}$
$^{235}\text{U}(n, f)$	0,694	1,13	0,686	1,32/1,09
	0,712	1,16	0,713	1,41/1,10
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	0,703	1,16	0,695	1,39/1,12
	0,712	1,17	0,713	1,46/1,12
$^{238}\text{U}(n, f)$	0,699	1,20	0,695	1,83/1,19
	0,716	1,22	0,713	1,90/1,21
$^{238}\text{U}(n, f)$	0,694	1,10	0,713	1,24/1,11
	0,708	1,14	0,704	1,41/1,11
$^{232}\text{Th}(n, f)$	0,703	1,21	0,704	1,71/1,17
	0,708	1,23	0,713	1,93/1,23
$^{232}\text{Th}(n, \gamma)$	0,694	1,10	0,686	1,22/1,07
	0,712	1,13	0,704	1,39/1,11

Примечание. Верхние значения соответствуют экспериментальным данным, нижние – расчетным. Статистическая погрешность экспериментальных значений  $K_{\text{Э}}$ , определенная с 95 %-ной доверительной вероятностью, не превышает 3 %.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Марков В.В., Чухлова С.П., Утмина В.В. и др. Комплекс программ НЗ-6 для расчета нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов на ЭВМ БЭСМ-6 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1982. Вып.7(29). С.65.
2. Абсаган Л.П., Бечазин Н.О., Бондаренко Я.И. и др. Групповые константы для расчета реактора и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

Статья поступила в редакцию 12 апреля 1986 г.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА БОР-60 С УРАНИЙ-ПЛУТОНИЕВЫМ ТОПЛИВОМ

Г.И.Гаджиев, В.Н.Ефимов, А.М.Митин,  
В.И.Поляков, С.Н.Хилленко, И.В.Яковлева

Приведены основные результаты по эксплуатации реактора БОР-60 с уран-плутониевым топливом за 1981-1985 гг. Обнаружены особенности использования уран-плутониевого топлива в реакторах на быстрых нейтронах с точки зрения нейтронно-физических характеристик активной зоны, стабильности работы реакторов, состояния радиационной безопасности.

**EXPERIMENTAL CHARACTERISTICS OF BOR-60 URANIUM-PLUTONIUM REACTOR. G.I.Gadzhiev, V.N.Efimov, A.M.Mitin, V.I.Polyakov, S.N.Khilenko, I.V.Yakovleva.** The article presents the main results of BOR-60 uranium-plutonium reactor operation during 1981-1985. The specific features of using the uranium-plutonium fuel in fast breeder reactors are determined from the viewpoint of core neutron-physics reactor operation stability and radiation safety.

Установка БОР-60 успешно эксплуатируется с декабря 1969 г. в режиме АЭС, за это время на ней выполнен большой объем экспериментальных работ. В результате реакторных ресурсов испытаний были выбраны материалы оболочек твэлов и чехлов теплоотделяющих сборок (ТЭС) для реакторов БН-350 и БН-600. Результаты испытаний моделей парогенераторов широко использованы на АЭС БН-600 во время пусконаладочных работ на парогенераторах ПТН-200М и при создании совместно со специалистами ЦСР парогенераторов для АЭС БН-350. На быстрых реакторах внедряют методы и устройства очистки теплоносителя от радиоактивных примесей, разработанные и испытанные на установке БОР-60, а также системы обнаружения течей в парогенераторах и диагностики состояния активной зоны.

До 1981 г. в качестве топлива в активной зоне реактора БОР-60 использовали обогащенный диоксид урана, как и на АЭС БН-350 и БН-600. Применение уранового топлива оправдано лишь на стадии промышленного освоения реакторов на быстрых нейтронах [1]. Основные преимущества этих реакторов проявляются при использовании уран-плутониевого топлива. В связи с этим перевод реактора БОР-60 в 1981 г. на полную загрузку активной зоны ТЭС со смешанным диоксидным топливом (СДОТ) - важный этап в развитии отечественной программы освоения реакторов на быстрых нейтронах.

Эксплуатация АЭС реактора БОР-60 с новым видом топлива позволяла:

- провести массовые испытания ТЭС со СДОТ, выбрать наиболее перспективные конструкторские и технологические решения, обосновать основные эксплуатационные параметры (выгорание топлива, предельные температуры элементов, максимальный тепловой поток);
- определить изменение нейтронно-физических характеристик и установить особенности поведения реактора в переходных режимах и аварийных ситуациях;
- усовершенствовать системы контроля и отработать технологию обнаружения разгерметизации твэлов на ранних стадиях образования дефектов, изучить особенности поведения топлива и продуктов деления при использовании плутония.

### Режим работы реактора БОР-60

При переводе реактора БОР-60 на смешанное топливо в конструкцию ТЭС были внесены изменения, способствующие повышению потока нейтронов и тепловой мощности. Увеличена высота активной зоны с 0,40 до 0,45 м и внешнего топливного экрана с 0,10 до 0,15 м при одновременном уменьшении

размеров газовой полости твэлов. Повышение эффективной плотности топлива и использование диоксида плутония с массовым содержанием 28 %, полученного в тепловых реакторах, привело к уменьшению обогащения урана изотопом  $^{235}\text{U}$  с 90 до 54 %.

Переход на полную загрузку активной зоны ТВС со СДОТ проводили в два этапа: на первом были загружены 42 ТВС в периферийные ряды активной зоны; на втором - дополнительно 30 ТВС со СДОТ и 20 экспериментальных ТВС - в центральные ряды. При этом были изучены основные характеристики реактора при загрузке смешанным топливом. Режимы и параметры работы реактора в период с 1981 по 1985 г. определялись состоянием активной зоны, активностью теплоносителя первого контура и возможностями теплообменного оборудования второго контура.

В табл.1 приведены параметры работы реактора БОР-60. Коэффициент использования реактора за указанный период возрос с 0,60 до 0,73. При этом вначале делали по четыре останки реактора в год для отгрузки вышедших из строя ТВС. С 1984 г. применяли прежнюю периодичность останков (2-3 в год) и достигли рекордной продолжительности работы реактора на мощности (~3 мес при мощности реактора 54-56 МВт). Увеличение мощности реактора до 58 МВт было получено при замене одного из насосов второго контура на более производительный и при установке дополнительных секций воздушного теплообменника. Продолжительность работы реактора на повышенной мощности была увеличена в результате повышения эффективности стержневой компенсации выгорания топлива.

Использование в реакторе БОР-60 тепловыделяющих сборок со СДОТ лишь на начальном этапе освоения (в основном в 1982 г.) привело к некоторому изменению режима работы реактора, увеличив количество останков для выгрузки вышедших из строя ТВС. В дальнейшем режим работы реактора и достижимый уровень его мощности не ограничивались загрузкой в активную зону ТВС со смешанным диоксидным топливом.

Таблица 1

Значения выработанной тепловой энергии и мощности реактора

Год эксплуатации	Тепловая энергия, $10^3$ МВт·ч	Мощность, МВт	
		максимальная	средняя
1981 (июль-декабрь)	89,9	47	46
1982	195	45	42
1983	218	45	42
1984	235	56	54
1985	250	58	54,5

Условия испытаний ТВС со смешанным диоксидным топливом

С июня 1981 г. по декабрь 1985 г. всего облучено и выгружено из реактора 118 ТВС с выгоранием от 2 до 15 %. Динамика выгрузки ТВС с различным достигнутым выгоранием топлива приведена в табл.2. При малых значениях выгорания топлива ТВС выходили из строя на начальном этапе работы реактора вследствие недостаточной отработки технологии изготовления ТВС со смешанным топливом. Усовершенствование технологии изготовления ТВС позволило в значительной степени повысить достигаемое выгорание топлива. Среднее выгорание топлива в ТВС, выгруженных в 1982 г., составляло 3,4 %, в 1983 г. - 6,1 %, в 1984 г. - 9,5 %, а в 1985 г. - 10,7 %. Большинство выгруженных ТВС находилось под облучением при линейных тепловых потоках  $q_1^{\text{макс}} = 35,0 + 42,5 \text{ кВт/м}$ . В отдельных ТВС для достижения  $q_1^{\text{макс}} = 50 \text{ кВт/м}$  увеличивали обогащение урана изотопом  $^{235}\text{U}$  до 50-55 %. При расходе теплоносителя в реакторе  $1030 \text{ м}^3/\text{ч}$  максимальная температура оболочек твэлов со СДОТ не превышала  $710^\circ\text{C}$  (с учетом факторов перегрева).

Таблица 2

Количество ТЭС со смешанным оксидным топливом,  
вытуженных из реактора БОР-60

Выгорание топлива, %	Год				
	1981	1982	1983	1984	1985
0-2	2	8	1	-	-
2-4	-	19	3	-	2
4-6	-	2	4	1	-
6-8	-	1	8	5	-
8-10	-	-	10	9	4
10-12	-	-	1	4	17
>12	-	-	2	6	9

#### Результаты нейтронно-физических исследований

Эксплуатация реактора БОР-60 позволила определить нейтронно-физические характеристики активной зоны с уран-плутониевым топливом и установить особенности поведения реактора в переходных режимах и аварийных ситуациях. Полученные экспериментальные данные сопоставляли с результатами расчетных исследований, выполненных с помощью программ комплекса КЭ-6 и системы констант БНАБ в двумерной (RZ) и гексагональной геометрии [2,3].

#### Распределение скоростей реакций

Изучали распределение скоростей реакции деления  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и реакции захвата на  $^{238}\text{U}$ :  $a_{fs}$ ,  $a_{fs}$ ,  $a_{fs}$  и  $a_{cs}$  соответственно. Исследования выполняли в трех ячейках реактора БОР-60: Д-39 (расстояние от центра активной зоны  $R = 9$  см); Д-23 ( $R = 19,3$  см); Б-23 ( $R = 19,6$  см) (рис.1).

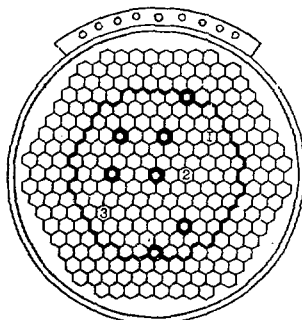


Рис.1. Картограмма реактора БОР-60:  
1, 2, 3 — ячейки Д-23, Д-39, Б-23 соответственно

Для изучения изменений нейтронно-физических характеристик исследования выполняли при различных состояниях активной зоны. В каждую ячейку устанавливали разборный экспериментальный пакет (РЭП), аналогичный по конструкции штатной ТВС, но имевший съемную головку. В РЭП помещали 36 твэлов с уран-плутониевым топливом, а вместо центрального устанавливали амудку с набором образцов. Каждый набор состоял из трех индикаторов: двух урановых разного обогащения по  $^{235}\text{U}$  и одного плутониевого с массовым содержанием  $^{239}\text{Pu}$  не выше 90 %. Разборные экспериментальные пакеты облучали при мощности реактора 45-50 кВт в течение 2 ч. Скорости деления изотопов определяли по накоплению продукта деления  $^{140}\text{La}$ , а скорость захвата  $^{238}\text{U}$  - по накоплению продукта реакции -  $^{239}\text{Np}$ .

Для всех скоростей реакций деления были оценены коэффициенты неравномерности по высоте активной зоны  $K_z$ . По сопоставлению значений  $K_z$  определили адекватность расчетных и экспериментальных данных (табл.3). В целом согласие этих величин хорошее.

Таблица 3

Экспериментальные и расчетные коэффициенты неравномерности распределения скоростей реакции по высоте активной зоны в ячейках при выгорании, %

Параметр	Д-39		Д-23		Б-23
	0	4	2	4	2
$K_z (a_f^g)$	1,18(1,15)	1,15(1,17)	1,16(1,16)	1,14(1,16)	1,14(1,17)
$K_z (a_f^g)$	1,19(1,17)	1,16(1,19)	1,18(1,16)	1,19(1,17)	1,16(1,17)
$K_z (a_f^g)$	1,25(1,23)	1,23(1,23)	1,24(1,23)	1,23(1,22)	1,25(1,23)
$K_z (a_c^g)$	1,14(1,14)	1,12(1,15)	1,13(1,13)	1,10(1,13)	1,12(1,12)

Примечание. В расчете, как и в эксперименте, высота активной части во втором ряду ТВС равна 0,40 м, а экспериментальной ТВС - 0,45 м (в скобках приведены расчетные значения).

Эксперимент показал, что с увеличением выгорания топлива  $K_z$  несколько уменьшается, что соответствует физически предполагаемому характеру процесса. Систематическое расхождение экспериментальных и расчетных значений обусловлено приближениями математической модели реактора, заложенной в расчет:

- исходным распределением топлива (принималось за равномерное);
- распределением выгорания по высоте радиальной расчетной зоны (равномерное).

На основании выполненных исследований при составлении математической модели реактора БОР-60 активную зону в аксиальном направлении было рекомендовано делить не менее чем на 5 геометрических подзон.

#### Распределения спектральных индексов

Изучали распределение отношений средних сечений и спектральных индексов:  $\bar{\sigma}_f^g / \bar{\sigma}_f^5$ ,  $\bar{\sigma}_f^g / \bar{\sigma}_f^5$ ,  $\bar{\sigma}_c^g / \bar{\sigma}_c^5$  и  $\bar{\alpha}^g = \bar{\sigma}_c^g / \bar{\sigma}_f^g$ . Вывод об адекватности расчетного и экспериментального спектра нейтронов можно сделать из сравнения спектральных индексов (табл.4). Поскольку сечение деления  $^{238}\text{U}$  имеет пороговый характер,  $\bar{\sigma}_f^g / \bar{\sigma}_f^5$  и  $\bar{\alpha}^g$  являются характеристиками жесткости спектра нейтронов. Систематическое расхождение расчетных и экспериментальных данных по спектральным индексам показывает, что действительный спектр нейтронов в реакторе жестче, чем показывает расчет. Основная причина расхождения связана с эффектом гомогенизации топлива по объему расчетной зоны (особенно для радиальных зон). Расчет реактора БОР-60 в гексагональной геометрии позволяет получить лучшее согласие расчетных и экспериментальных результатов. Доля нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ составляет в активной зоне с уран-плутониевым топливом 77-83 %, в зоне с урановым топливом - 80-87 %.

Таблица 4

Экспериментальные и расчетные спектральные индексы  
на уровне центра активной зоны в ячейках при выгорании, %

Параметр	Д-39		Д-23		Б-23
	0	4	2	4	2
$\overline{\sigma}_f^a / \overline{\sigma}_f^s$	0,0862(0,0710)	0,0740(0,0667)	0,0715(0,0600)	0,0697(0,0591)	0,0623(0,0539)
$\overline{Z}^a$	1,24(1,56)	1,44(1,66)	1,60(1,96)	1,62(1,99)	1,95(2,35)
$\overline{\sigma}_c^a / \overline{\sigma}_f^s$	0,107(0,110)	0,106(0,110)	0,115(0,117)	0,112(0,116)	0,119(0,126)

Примечание. В скобках приведены расчетные значения.

#### Распределение энерговыделения

Распределение энерговыделения в облученных твэлах измеряли по снайперованию продукта деления  $^{140}\text{La}$  с шагом 20 мм при ширине коллиматора 10 мм. Для анализа результатов измеряли распределение плотности топлива в твэлах, из которых был сформирован РЗП.

Энерговыделение в твэлах со смешанным топливом обусловлено делением: на 51-55 %  $^{235}\text{U}$ , на 35-39 %  $^{239}\text{Pu}$  и на 3-4 % остальных нуклидов. Распределение энерговыделения по высоте определяли способами:

- экспериментальным - по результатам снайперования облученных твэлов;
- расчетным - с использованием экспериментально полученных скоростей реакций и распределения топливной композиции в реальных твэлах;
- расчетным - в РЗ - геометрии при равномерном распределении топливной композиции.

Значения коэффициентов неравномерности распределения энерговыделения по высоте активной зоны, полученные в первых двух случаях, хорошо совпадают ( $K_Z = 1,20+1,22$ ), расчетное значение несколько меньше ( $K_Z = 1,17$ ). На рис.2 показано распределение энерговыделения и загрузки смешанного топлива - урана и плутония по высоте твэла. Расхождение расчетных и экспериментальных данных по энерговыделению связано с тем, что в расчетах не учитывали реальное распределение топлива по высоте твэлов.

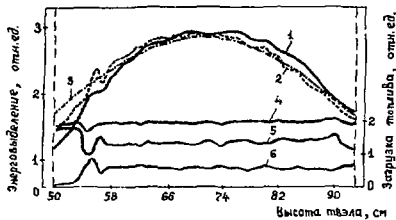


Рис.2. Распределение энерговыделения и загрузки топлива по высоте твэла:

1 - экспериментальное ( $K_Z = 1,206$ );	} энерговыделение
2 - оценочное ( $K_Z = 1,196$ );	
3 - расчетное ( $K_Z = 1,172$ );	
4 - смешанное;	} топливо
5 - уран;	
6 - плутоний	

**Определение эффективности стержней СУЗ  
и эффектов реактивности**

Эффективность органов СУЗ определяли методом перекомандации двух стержней с помощью реактивности на минимально контролируемом уровне и номинальной мощности. Погрешность измерений составляла 2%. Расчетные данные по сравнению с экспериментальными значениями эффективности органов СУЗ, что объясняется большей жесткостью реального спектра нейтронов в активной зоне по сравнению со спектром, полученным в результате расчета (табл.5).

Таблица 5

Характеристики реактора БОР-60

Параметр	Активная зона с топливом			
	урановым		уран-плутониевым	
	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
Мощностной коэффициент реактивности, $10^{-5} (\Delta k/k) / \text{МВт}$	-11,00	-(5,0-8,0)	-10,9	-(6,1-6,6)
Температурный коэффициент реактивности, $10^{-5} (\Delta k/k) / ^\circ\text{C}$	-(4,4-4,7)	-(3,8-4,5)	-(4,6-5,0)	-(4,2-4,6)
Темп выгорания топлива, $10^{-5} (\Delta k/k) / (\text{МВт} \cdot \text{сут})$	0,32	0,30-0,40	0,30	0,33-0,39
Коэффициент аксиальной неравномерности всплошного ядра	1,15	1,17	1,17	1,23
Эффективность стержней, %:				
AP-1	0,19	0,16	0,21	0,17
AP-2	0,17	0,14	0,19	0,16
КС-1	0,98	0,80	1,00	0,81
КС-2	1,85	1,80	1,80	1,70
AS-1, AS-2, AS-3*	3,55	3,10	3,40	3,01

\* Суммарная эффективность трех стержней

Температурный коэффициент реактивности  $K_t$  определяли при различных значениях входной температуры, расхода теплоносителя и мощности реактора. Установлено, что от этих параметров и выгорания топлива  $K_t$  практически не зависит. При переходе на новый вид загрузки  $K_t$  несколько возрастает (см.табл.5).

Мощностной коэффициент реактивности определяли измерением запаса реактивности при номинальной мощности. Существенной зависимости мощностного коэффициента реактивности  $K_N$  от входной температуры и мощности не обнаружено;  $K_N$  и составляющие изменяются лишь в период формирования структуры топлива в твэлах.

В динамических экспериментах получена быстрая составляющая  $K_N$  мощностного коэффициента и ее характерная постоянная времени. Эта составляющая вкладывает в себя аксиальную и радиальную составляющие, которые вносят основной вклад в  $K_N$  (~75-80%), и зависят от изменения значения мощностного коэффициента в процессе кампании. Установившееся значение постоянной времени быстрой составляющей изменяется в диапазоне 0,8-1,2 с. Получены также значения составляющих  $K_N$ , связанных с удлинением стержней СУЗ  $-(0,4-0,8) \cdot 10^{-5} \text{ МВт}^{-1}$  и с распределением нейтронов в ядре  $(-1,1 \cdot 10^{-5} \text{ МВт}^{-1})$ , которые хорошо согласуются с расчетными значениями  $-(0,3-0,9) \cdot 10^{-5}$  и  $-(1,1-1,2) \cdot 10^{-5} \text{ МВт}^{-1}$  соответственно. Однако в целом расчетные значения мощностного коэффициента реактивности выше экспериментальных, что связано с переопределением вклада аксиальной топливной составляющей.

Запас реактивности при работе реактора на номинальной мощности уменьшается вследствие изменения изотопного состава топлива, его распухания и структурных изменений. Зависимость запаса реактивности от выработанной реактором энергии практически линейна.

### Изучение переходных режимов

При нагрузке активной зоны реактора БСР-60 ТВС с уран-плутониевым диоксидным топливом после стабилизации состава и размеров активной зоны температурный, мощностной эффекты реактивности и эффект выгорания топлива изменяются незначительно и приближаются к средним значениям эффектов для зоны с урановым топливом. Высокая стабильность эффектов благоприятно влияет на работу систем управления и на прогнозирование длительности кампаний.

Поскольку мощностной коэффициент реактивности при замене топлива в зоне изменился незначительно, а значение эффективной доли запаздывающих нейтронов уменьшилось с 0,67 до 0,48 %, скорость изменения мощности в переходных процессах увеличилась на 30-35 % (рис.3). При этом отклонения параметров в установившемся режиме практически остались прежними.

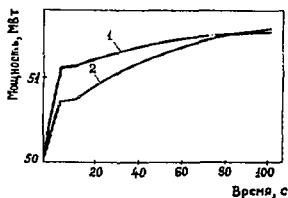


Рис.3. Изменение мощности реактора при возмущении по реактивности  $10^{-4} \Delta \beta / \text{К}$ :  
1, 2 — зоны с уран-плутониевым и урановым топливом соответственно

В режиме обработки медленной аварийной загрузи (МАЗ) увеличение скорости снижения мощности привело к увеличению рассогласования законов снижения расхода теплоносителя и мощности и к некоторому повышению скорости изменения температуры теплоносителя на выходе из активной зоны реактора в первые 30 с. После 60-70 с характер переходного процесса при срабатывании МАЗ определяется в основном условиями развития естественной циркуляции, поскольку прекращается принудительная циркуляция. Изменение гидравлических характеристик ТВС привело к уменьшению общего сопротивления зоны, увеличению расхода, вызванного естественной циркуляцией теплоносителя, и к снижению отклонения температуры теплоносителя на выходе из зоны по сравнению с зоной с урановым топливом (рис.4).

Экспериментально показано, что в целом характер переходных режимов изменился незначительно, скорости изменения параметров и термонапряжения в конструкциях реактора при этом значительно ниже допустимых.



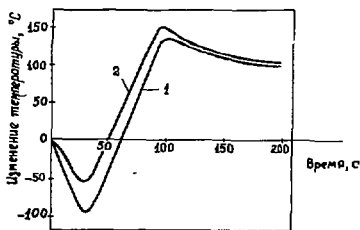


Рис.4. Изменения температуры на выходе ТЭС при срабатывании МАЭ при мощности 50 МВт: 1 - зоны с уран-плутониевым и урановым топливом соответственно

#### Состояние радиационной безопасности

Перед началом периода реактора БОР-60 на ТЭС со смешанным топливом была выполнена модернизация систем контроля герметичности оболочек (КГО) твэлов. Для повышения надежности отбраковки ТЭС с дефектными твэлами в дополнение к системе поиска на остановленном реакторе с отдуванием натрия из ТЭС была внедрена вне реакторная система проверки ТЭС. Для повышения информативности КГО в дополнение к системам измерения активности газов и счета запаздывающих нейтронов была внедрена система непрерывного контроля за изменением активности продуктов деления в теплоносителе работающего реактора.

Проведенные исследования показали, что выход продуктов деления из поврежденных твэлов со СДОТ не выше, чем из диоксидного уранового топлива. Так, при разгерметизации твэла со смешанным топливом выход составил:  $^{133}\text{Xe}$  - 4 %,  $^{135}\text{Xe}$  - 0,8 %,  $^{137}\text{Cs}$  - 8 %. Использование уран-плутониевого топлива привело к росту удельной альфа-активности теплоносителя до  $1 \cdot 10^5$  Бк/кг.

Контроль за состоянием активной зоны и выгрузка ТЭС с поврежденными твэлами позволили сохранить тот же уровень загрязнения активной зоны и контура радиоактивными продуктами, что и при работе с урановым топливом. Активность теплоносителя, как и ранее, определяется  $^{137}\text{Cs}$ , а активность поверхностных отложений -  $^{140}\text{Ba}$  -  $^{140}\text{La}$ ,  $^{95}\text{Nb}$  (табл.6).

Таблица 6

#### Загрязнение контура реактора БОР-60 радиоактивными продуктами деления

Период	Поверхностная активность трубопроводов между теплообменником и реактором, Бк/м <sup>2</sup>		Удельная активность $^{137}\text{Cs}$ в теплоносителе, МБк/кг	Масса топлива на поверхности в активной зоне, $10^{-3}$ кг
	$^{140}\text{Ba}$ - $^{140}\text{La}$	$^{95}\text{Nb}$		
1972-1975	2,2	1,0	100-750	1,2
1976-1980	15	3,8	100-300	3,0
1981-1984	25	14	150-600	3,7

Обобщенным показателем хорошей радиационной обстановки является тот факт, что средняя поглощенная доза облучения персонала не увеличивается и составляет в год примерно 0,005 Гр. Основной вклад в дозу облучения персонала вносят транспортно-технологические операции. При их проведении максимальная объемная активность аэрозолей не превышала  $3,7 \text{ Бк/м}^3$ , что примерно в 100 раз ниже допустимой. Объемная активность альфа-излучающих нуклидов (в основном плутония) в выбросах вентиляционных систем не превышала  $7,5 \cdot 10^{-4} \text{ Бк/м}^3$ , что также в 100 раз ниже допустимой.

С 1970 по 1980 гг. реактор БОР-60 работал в основном с урановым топливом. В 1976–1980 гг. исследовалось большое число экспериментальных твэлов до выгораний выше предельных ( $< 10\%$ ), в 1981–1984 гг. проводились испытания ТЭС со смешанным топливом до предельно возможных выгораний.

В заключение следует отметить, что выполненный комплекс работ по переводу реактора БОР-60 на смешанное диоксидное топливо, изучение рабочих характеристик реактора при полной загрузке его активной зоны ТЭС со СДОТ и успешная эксплуатация в течение более четырех лет подтвердили правильность выбранных и заложенных в конструкцию твэла концепций. Проведенные исследования показывают, что имеются все предпосылки для создания твэлов активной зоны реакторов на быстрых нейтронах с необходимым ресурсом работы.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Казачковский О.Д. Состояние и перспективы развития АЭС с быстрыми реакторами // Атомной энергетике 30 лет. Одиссы: ФЭИ, 1984. С.84.
2. Маряев Ю.В., Чулова О.П., Уткина В.В. и др. Комплекс программ ИС-6 для расчета нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов на ЭИМ БЭСМ-6. Библиотека модулей: Препринт ИНИАР №7(510), Днепропетровск, 1981.
3. Абалян А.М., Безазяц Н.С., Николаев М.Н. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

Статья поступила в редакцию 7 августа 1987 г.

ОСУЩЕСТВИМОСТЬ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ  
ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА С ПОДВИЖНОЙ ОТВАЛКОЙ УРАНОМ

И.Х.Ганев, В.В.Науков

Рассмотрены режимы работы реактора с циркулирующим металлическим топливом, являющимся первичным теплоносителем. Рассматриваются условия достижения режима максимальной наработки плутония, а также режима глубокого выгорания урана.

FEASIBILITY OF STEADY-STATE OPERATING CONDITIONS OF WASTE URANIUM MAKE-UP REACTOR. I.Kh.Ganev, V.V.Naukov. The operating conditions of the reactor with circulating metal fuel as a primary coolant have been considered. The article describes the conditions for achieving maximum plutonium breeding and high uranium burnup, as well.

Для гомогенных реакторов в работе [1] рассмотрены возможности реализации таких режимов работы, когда изотопный состав топлива в ходе работы не изменяется, нарабатываемое топливо отводится из реактора, а подпитка осуществляется отвалкой ураном.

Запишем уравнения выгорания для стационарного режима работы реактора с металлическим топливом, учитывая, что некоторая часть образовавшихся продуктов деления (газообразные и летучие), самопроизвольно выходящих из топлива в контур и удаляемых из него, конденсируется подвижкой ураном:

$$\frac{d\rho_5}{dt} = -\Phi \delta_\alpha^5 \rho_5 - \rho \rho_5 + \rho \alpha_5 + \beta \lambda_5 \sum_i \Phi \delta_f^i \rho_i = 0;$$

$$\frac{d\rho_6}{dt} = \Phi \delta_c^5 \rho_5 - \Phi \delta_\alpha^6 \rho_6 - \rho \rho_6 = 0;$$

$$\frac{d\rho_8}{dt} = -\Phi \delta_\alpha^8 \rho_8 - \rho \rho_8 + \rho (1 - \alpha_5) + \beta (1 - \lambda_5) \sum_i \Phi \delta_f^i \rho_i = 0;$$

$$\frac{d\rho_j}{dt} = \Phi \delta_c^{j-1} \rho_{j-1} - \Phi \delta_\alpha^j \rho_j - \rho \rho_j = 0 \quad (\text{для изотопов плутония});$$

$$\frac{d\rho_{оск}}{dt} = (1 - \beta) \sum_i \Phi \delta_f^i \rho_i - \rho \rho_{оск} = 0,$$

где  $\rho_i$  - относительная концентрация нуклида  $i$  в металлическом топливе;  $\rho$  - доля топлива, отводимого из реактора в единицу времени;  $\beta$  - доля осколков, самопроизвольно выходящих из топлива;  $\lambda_5$  - содержание  $^{235}\text{U}$  в отвалочном уране.

Обозначив  $L$  - утечку из реактора и поглощение в конструкционных материалах и натрия до отношения к производству нейтронов, из условия нейтрального баланса имеем:

$$\sum_i (\nu_i \delta_f^i \rho_i - \delta_\alpha^i \rho_i) \Phi - \delta_{оск} \rho_{оск} \Phi - L \sum_i \nu_i \delta_f^i \rho_i \Phi = 0.$$

Из приведенных уравнений легко получить соотношение для стационарного режима работы:

$$\rho_{оск} = \frac{(1 - \beta)(\rho_0 + \rho_{*1})}{\text{ИКВ}},$$

где ИКВ - избыточный коэффициент воспроизводства; ИКВ = 
$$\frac{\Phi \delta_c^8 \rho_8 + \Phi \delta_c^{10} \rho_{10} - \Phi \delta_\alpha^8 \rho_8 - \Phi \delta_\alpha^{10} \rho_{10}}{\sum_i \Phi \delta_f^i \rho_i}.$$

Решение полученной системы уравнений аналитически невозможно, поэтому для простоты анализа пренебрежем наличием в топливе изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  и воспользуемся понятием "эквивалентного" плутония:

$$\rho_{\text{Pu}}^{\text{экв}} = \rho_0 + \omega_{40} \rho_{40} + \omega_{41} \rho_{41} + \omega_{42} \rho_{42},$$

где  $x_j = \nu_j \phi_j^d - \phi_a^d$ ;  $\omega_j = \frac{x_j - x_1}{x_j - x_2}$  — физический вес  $j$ -го изотопа.

В этом случае система уравнений выгорания примет вид:

$$\begin{aligned} -\Phi \phi_a^d \rho_0 - \rho \rho_0 + \rho + \beta \Phi (\phi_f^d \rho_0 + \phi_f^d \rho_{\text{Pu}}^{\text{экв}}) &= 0; \\ \Phi \phi_c^d \rho_0 - \Phi \phi_f^d \rho_{\text{Pu}}^{\text{экв}} - \rho \rho_{\text{Pu}}^{\text{экв}} &= 0; \\ (1-\beta)(\phi_f^d \rho_0 + \phi_f^d \rho_{\text{Pu}}^{\text{экв}}) \Phi - \rho \rho_{\text{оск}} &= 0. \end{aligned}$$

С учетом уравнения нейтрального баланса, обозначая  $y = \rho/\Phi$ , получаем квадратное уравнение:

$$(x_3 - L \nu_0 \phi_f^d) y^2 + y [x_4 \phi_f^d + x_5 \phi_c^d - \phi_{\text{оск}} \phi_f^d (1-\beta) - L \phi_f^d (\nu_0 \phi_f^d + \nu_0 \phi_c^d)] - \phi_{\text{оск}} \phi_f^d \phi_a^d (1-\beta) = 0.$$

Это уравнение имеет два корня, что свидетельствует о возможности осуществления в реакторе двух режимов стационарной работы с подпиткой отвалным ураном. Относительные концентрации плутония и МКВ выражаются через  $y$ :

$$\rho_0 = \frac{y}{y + \phi_a^d - \beta(\phi_f^d + \phi_f^d \frac{\phi_a^d}{y + \phi_f^d})}; \quad \rho_{\text{Pu}}^{\text{экв}} = \rho_0 \frac{\phi_c^d}{y + \phi_f^d}; \quad \rho_{\text{оск}} = \frac{1-\beta}{y} (\rho_0 \phi_f^d + \rho_{\text{Pu}}^{\text{экв}} \phi_f^d).$$

Требование максимизации покрываемости выражений в формула для корней рассмотренного уравнения приводит в свою очередь к квадратному уравнению относительно  $L$ :

$$\begin{aligned} [\phi_f^d (\nu_0 \phi_f^d + \nu_0 \phi_c^d)]^2 L^2 - 2 \phi_f^d \{ (\nu_0 \phi_f^d + \nu_0 \phi_c^d) [x_4 \phi_f^d + x_5 \phi_c^d - \phi_{\text{оск}} \phi_f^d (1-\beta)] + 2 \nu_0 \phi_f^d \phi_{\text{оск}} \phi_a^d (1-\beta) \} L + \\ + 4 x_5 \phi_{\text{оск}} \phi_f^d \phi_a^d (1-\beta) + [x_4 \phi_f^d + x_5 \phi_c^d - \phi_{\text{оск}} \phi_f^d (1-\beta)]^2 = 0. \end{aligned}$$

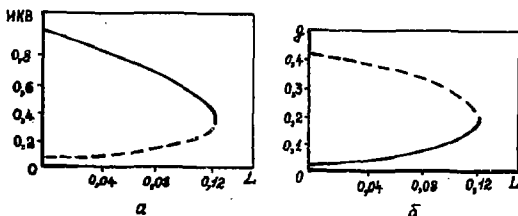
Решение этого уравнения дает максимальное значение суммы утечки и поглощения нейтронов в конструктивных материалах и нейтрих по отношению к полному числу рожденных в реакторе нейтронов, при котором возможна работа реактора в стационарном режиме с подпиткой отвалным ураном. Поскольку для реакторов, одинаковых по конструкции, но разных по размерам, поглощение нейтронов по отношению к их производству примерно одинаково, величина  $L$  определяет минимальный объем активной зоны реактора, в котором осуществим стационарный режим; этот объем зависит от конкретной конструкции реактора и равен примерно  $1 \text{ м}^2$ . В реакторе с предельным объемом активной зоны возможен только один стационарный режим работы. В реакторах с большими объемами активной зоны осуществимы два стационарных режима с подпиткой отвалным ураном: первый — с максимальной наработкой плутония и второй — с максимальным выгоранием урана.

На рис. 1 приведены результаты численного решения уравнений выгорания для различных значений  $L$  при  $\beta = 0,3$ ;  $\omega_f = 0,003$ ; одногруппные сечения получены по программе ZKVAR-2 [2] и приведены в таблице.

Полное выгорание загружаемого в реактор отвалного урана с учетом произвольно выходящих из топлива осколков определяется как

$$g = \frac{\rho_{\text{оск}}}{1 - \beta(1 - \rho_{\text{оск}})},$$

где  $\rho_{\text{оск}}$  — относительная концентрация осколков в топливе пар осколков.



Зависимости ИКВ - избыточного коэффициента воспроизводства (а) и  $\beta$  - полного выгорания отвалного урана (б) от  $L$  - сумми учета и поглощения в конструкционных материалах и натрия по отношению к производству нейтронов для двух стационарных режимов работы:  
 — первый стационарный режим работы;  
 - - - - второй стационарный режим работы

#### Одногрупповые сечения

Изотоп	$\beta_c, 10^{-24} \text{см}^2$	$\beta_f, 10^{-24} \text{см}^2$	$\beta_f$
$^{235}\text{U}$	0,362	1,5	2,468
$^{236}\text{U}$	0,419	0,079	2,695
$^{238}\text{U}$	0,177	0,032	2,791
$^{239}\text{Pu}$	0,205	1,627	2,925
$^{240}\text{Pu}$	0,298	0,37	3,133
$^{241}\text{Pu}$	0,222	1,914	2,977
$^{242}\text{Pu}$	0,246	0,233	3,046
Осколки	0,261	-	-

Сравнительные расчеты показали близость характеристик реактора, получаемых в результате решения полученных квадратных уравнений, как к полученным прямыми расчетами по программе STAVAR - 2, так и к полученным в результате численного решения уравнений выгорания для всех основных изотопов урана и плутония. Прямые расчеты выгорания показали, что первый стационарный режим работы (с максимальной наработкой плутония) достигается из состояния со стартовой загрузкой обогащенным ураном путем непрерывных перегрузок нарабатываемого топлива, замещаемого на отвалный уран. Для вывода реактора во второй стационарный режим (с максимальным выгоранием урана) необходимо прекращение перегрузок и доведение выгорания топлива до требуемой величины с компенсацией довольно значительного вылета реактивности, возникающего при прекращении перегрузок.

#### Список литературы

1. Fuohs K., Hessel H. Über die Möglichkeiten des Betriebs eines Natururanbrutreaktors ohne Brennstoffaufbereitung // Kernenergie, 1961. N 4. S.619.
2. Хромов В.В. и др. Комплекс программ для оптимизационных исследований быстрых реакторов // Физика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1968. Вып. I. С.159.

Статья поступила в редакцию 1 марта 1988 г.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

### Обеспечение надежности и безопасности ядерных реакторов

Латышева Л.А., Скочко Ю.И., Волков Б.Е. К вопросу об оптимизации аварийной защиты реакторных установок с ВВЭР-1000.....	3
Уснини Г.Б., Аношкин Ю.И., Галицкий Ю.Н., Семеновичев М.А., Власовичев Г.Н. Экспериментальное изучение процессов плавления твэлов на электрообогреваемых индикаторах.....	9
Ефимов В.Н., Митцов А.А. Акустическая диагностика состояния циркуляционных насосов реактора БОР-60.....	13

### Регулирование ядерных реакторов

Лещенко Ю.И., Ефимов В.Н., Яковлева И.В. Контроль активной зоны быстрого реактора вневзрывными детекторами прямой зарядки.....	18
Борисов В.Ф., Исаева М.Д., Коминков О.А., Писарев П.В. Анализ выбросов цезиевого случайного процесса.....	27
Петров С.Е., Афонясов А.А. Автоматизация анализа и обработки экспериментальных данных: система "Соларио".....	36

### Теплообмен и гидродинамика в реакторах

Алашкин Г.В., Волков Б.Е. Программа для расчетного исследования режимов со сбросом пара из компрессора давления в барботер АЭС с ВВЭР.....	38
Англин Г.К., Ефимов В.Н. Теплогидравлическая модель первого контура АЭС БОР-60 для расчета нестационарных режимов работы.....	46
Акулиев Е.Н., Баум Я.М., Богун И.П., Португал Л.Е., Шапокин А.М. Исследование вихреотемпературной тепловой трубы для теплообменных аппаратов систем охлаждения ядерных энергетических установок.....	53
Латышев В.А., Решетов В.А., Карасева Л.Н. Учет объемной теплоемкости на границе раздела фаз при численном решении задачи Стефана методом выпрямления фронтов.....	56
Каменьщиков Ф.Т., Перемещев В.В. Расчет затухания нестабилизированного течения в цилиндрических потоках.....	60
Смирнов В.П., Паладин И.В., Пичулова Т.А. Об учете вторичных течений в теплогидравлическом расчете продольно обтекаемой сборки обечайки.....	69

### Ядерные реакторы на быстрых нейтронах

Хиленко С.Н., Таллин А.И., Яковлева И.В., Самочинина Л.И. Экспериментальные исследования нейтронно-физических характеристик реактора БОР-60 с уран-плутониевой загрузкой.....	75
Галкина Г.И., Ефимов В.Н., Митин А.М., Поляков В.И., Хиленко С.Н., Яковлева И.В. Экспериментальные характеристики реактора БОР-60 с уран-плутониевым топливом.....	81
Галев И.Х., Наумов В.В. Совершенство стационарных режимов работы ядерного реактора с подпиткой отвалными ураном.....	90

C O N T E N T S

Nuclear reactor safety and reliability

L.A.Latyeva, Yu.I.Skochko, B.E.Volkov. On optimization of the WWER-1000 reactor plant scram system . . . . .	3
G.R.Uaynin, Yu.I.Anozhkin, Yu.N.Galitskiy, M.A.Semenychev, G.N.Vlasichov. Experimental study of fuel processes using electrical heated simulators. . . . .	9
V.N.Bfimov, A.A.Myntsev. Acoustic control of BOR-60 reactor circulating pumps . . . . .	13

Nuclear reactor control

Yu.I.Leshchenko, V.N.Bfimov, I.V.Yakovleva. Fast reactor core monitoring by the use of out-core self-powered detectors. . . . .	18
V.P.Borisov, M.D.Isaeva, O.A.Komshilov, P.V.Masarev. Analysis of Poisson random process. . . . .	27
S.E.Pirogov, A.A.Afonasov. Computerization of experimental data analysis and processing: "SOLYARIS" system. . . . .	36

Heat exchange and hydrodynamics in reactors

G.V.Alehin, B.E.Volkov. Program for analysis of operating conditions with steam dumping from pressurizer to pressure-suppression pool at the WWER nuclear power plant. . . . .	38
G.K.Antipin, V.N.Bfimov. Thermohydraulic model of BOR-60 primary circuit for calculation of reactor transients. . . . .	46
B.N.Akulin, Ya.M.Baum, I.P.Bogush, L.E.Portugal, A.M.Shatolin. Experimental study of low temperature heat tube for heat exchangers of nuclear power plant cooling systems. . . . .	53
V.A.Latyeva, V.A.Reshetov, L.N.Karaseva. Account of volumetric specific heat at the phase boundary in numerical solution of stephan problem using the strained coordinates method . . . . .	56
P.T.Kamenzhovikov, V.V.Perevynchev. Analysis of unstabilized rotation attenuation in cylindrical flows . . . . .	60
V.P.Smirnov, M.V.Repandin, T.A.Pikulova. On account of secondary flows in thermohydraulic analysis of fuel assemblies being streamlined in longitudinal direction. . . . .	69

Fast-neutron reactors

S.N.Hilenko, A.I.Tellin, I.V.Yakovleva, L.I.Semochkina. Experimental investigations of neutron physics characteristics for BOR-60 reactor with uranium-plutonium loading. . . . .	75
G.I.Gedzhiev, V.N.Bfimov, A.M.Mitin, V.I.Polyakov, S.N.Khilenko, I.V.Yakovleva. Experimental characteristics of BOR-60 uranium-plutonium reactor . . . . .	81
I.Kh.Ganev, V.V.Naumov. Possibility of steady-state operating conditions of waste uranium make-up reactor . . . . .	90

Отвѣтственный за выпуск А.Д.Еврюсов  
Редакторы Т.Д.Кочанова, Е.М.Смязгова

Подписано в печать 14.11.88	Т - 20606	Формат 60x84 1/8
Офсетн. печать	Уч.-изд.л. 10	Тираж 300 экз.
Индекс 3644	15 статей	Зак.гш. 722

Отпечатано в ИВЦЭИТ  
107113, Москва

<p>УДК 621.039.58:621.039.588</p> <p>К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМИЗАЦИИ АВАРИЙНОЙ ЗАЩИТЫ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК С ВВЭР-1000/ Л.А.Ладнева, Ю.И.Скочко, Б.Е.Волков // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.3-8.</p> <p>Рассмотрены возможные способы защиты реактора в режимах с резким уменьшением отбора пара из парогенераторов. Предложены меры, обеспечивающие безопасность реактора и удержание его на энергетическом уровне мощности (рис.6, список лит. - 3 назв.).</p>	<p>УДК 621.039.588</p> <p>ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ ТВЭЛОВ НА ЭЛЕКТРОСОБГРЕВАЕМЫХ ИМИТАТОРАХ/ Г.Б.Усманн, Ю.И.Аношкин, Ю.Н.Галицкий, М.А.Семеновичев, Г.Н.Власовичев// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.9-12.</p> <p>Приведены результаты модельных экспериментов по изучению процессов плавления ТВЭлов, выполненных на имитаторах, состоящих из вольфрамового стержня-нагревателя, керамических втулок и оболочки из нержавеющей стали (рис.4).</p>
<p>УДК 621.039.58</p> <p>АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА СОСТОЯНИЯ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ НАСОСОВ РЕАКТОРА БОР-60/ В.Н.Ефимов, А.А.Мышлов// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.13-17.</p> <p>Описаны методы диагностики циркуляционных насосов быстрого опытного реактора БОР-60. Представлены результаты обработки сигналов в течение одной микрокампании, а также выявлены аномалии в работе насоса на ранней стадии. Проведенный анализ уровня огибающей акустического сигнала показал эффективность метода. При наличии колебания вала уровень огибающей возрастает в 1,5 раза. Более детальное исследование проведено анализом спектра огибающей акустического сигнала насоса. При аномальной работе в спектре отмечаются пики, соответствующие оборотной частоте, и кратные ей гармоники (рис.6, список лит. - 1 назв.).</p>	<p>УДК 539.107.4:621.039.564</p> <p>КОНТРОЛЬ АКТИВНОЙ ЗОНЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА ВНЕЗОННЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ ПЕРИОД ЗАРЯДКИ/ Ю.И.Лещенко, В.Н.Ефимов, И.В.Яковлев// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.18-26.</p> <p>Представлены результаты испытаний детекторов прямой зарядки с эммитерами из родия, установленных как в активной зоне, так и выше ее. Сигналы детекторов, расположенных над ТВС, пропорциональны локальному энерговыделению в группе ТВС и зависят от расхода натрия (температуры натрия на выходе ТВС) и положения регулирующих стержней (рис.5, табл.4, список лит. - 4 назв.).</p>



УДК 539.107.422

АНАЛИЗ ВЫБРОСОВ ПУАССОНОВСКОГО СЛУЧАЙНОГО ПРОЦЕССА/  
В.Ф.Борисов, М.Д.Исаева, О.А.Комьялов, П.В.Писарев// Вопросы  
атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реак-  
торов. 1988. Вып.5. С.27-35.

Исследовались вероятностные характеристики сигналов от  
ионизационных камер. Изучались возможности использования  
этих характеристик для анализа и идентификации сигналов при  
наложении. Рассмотрены конкретные варианты алгоритмов измере-  
ния средней скорости счета с погрешностью не более 0,1% в  
диапазоне частот следования, определенных параметром  $\alpha$  от  
0 до 1. Дана формула для оценки погрешностей от конечного  
быстродействия, которая имеет простой и удобный для практи-  
ческого применения вид (рис.7, список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.562.5

АВТОМАТИЗАЦИИ АНАЛИЗА И ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
ДАННЫХ: СИСТЕМА "СОЛЯРИС"/ С.Е.Пирогов, А.А.Афонясов// Воп-  
росы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных  
реакторов. 1988. Вып.5. С.36-37.

Описан программный комплекс "СОЛЯРИС", предназначенный  
для обработки информации, поступающей с экспериментальных  
стендов или технологических линий. Обработка информации про-  
изводится на комплексах АРМ-1 или АРМ-2 с операционной сре-  
дой РАСС-2 (список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.514.2

ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЖИМОВ СО СБРОСОМ  
ПАРА ИЗ КОМПЕНСАТОРА ДАВЛЕНИЯ В БАРЕТЕР АЭС С ВВЭР/ Г.В.Ало-  
хин, Б.Е.Волков// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Фи-  
зика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.38-45.

Представлены методика и некоторые результаты расчета  
динамики давления в баротере и подводных трубопроводах  
для АЭС с ВВЭР. Описаны особенности вычислительной програм-  
мы (рис.6, список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.526

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРВОГО КОНТУРА АЭС БОР-60  
ДЛЯ РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ/ Г.К.Антипин,  
В.Н.Виннов// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и  
техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.46-52.

Изложена математическая модель теплогидравлики первого  
контура АЭС БОР-60. Гидромеханические процессы описаны урав-  
нениями неразрывности и движения. Температурное поле в эле-  
ментах контура описано уравнением теплопроводности. Модель  
реализована в виде алгоритмической программы с именем РЕБОР для  
ЗВМ БЭСМ-6. Программа используется для расчета переходных  
режимов и режимов аварийного расхолаживания (рис.4, список  
лит. - 7 назв.).

УДК 621.039.534.25

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ ДЛЯ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК/ Е.Н.Акулин, Я.М.Баум, И.П.Богус, Л.В.Португал, А.М.Шатохин// Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.53-55.

Рассматриваются результаты экспериментальных исследований оптической низкотемпературной тепловой трубы при работе в условиях, характерных для систем охлаждения ядерных энергетических установок. Определена в условиях испытаний максимальная тепловая мощность тепловой трубы, составившая величину 3600 Вт. Выявлена зависимость термического сопротивления тепловой трубы от передаваемой мощности. Экспериментально подтверждена высокая теплопередающая эффективность тепловой трубы в исследованном диапазоне температур (рис.2, описок лит. - 3 назв.).

УДК 621.036.248.2

РАСЧЕТ ЗАТУХАНИЯ НЕСТАБИЛИЗИРОВАННОГО ВРАЩЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОТОКАХ/ Ф.Т.Каменьщиков, В.В.Перовищев// Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.60-68.

Приведен одномерный метод расчета затухания вращения во вращающемся нестабилизированном цилиндрическом потоке, который может быть применен во всех случаях использования вращающихся потоков, в частности при интенсификации теплообмена вращением и в циклонах сепараторов пара (рис.4, описок лит. - 3 назв.).

УДК 621.039.534.4.25:532.529.5

УЧЕТ ОБЪЕМНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ФАЗ ПРИ ЧИСЛЕННОМ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ СТЕЯНА МЕТОДОМ ВЫПРЯМЛЕНИЯ ФРОНТОВ / В.А.Латанин, В.А.Розетов, Л.Н.Карасева// Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.56-59.

Для одномерного шара представлено численное решение задачи Стеяна методом выпрямления фронтов. Разностные формулы тепловых потоков с движущихся поверхностей раздела фаз не учитывают объема теплоемкости узловых точек фронта. Расчеты, проведенные по этим сбалансированным формулам и по обычно применяемым, показали, что при обходке одинаковой точности теплового баланса того процесса плавления или кристаллизации сбалансированные формулы позволяют примерно на порядок сократить количество узловых точек по радиусу шара (рис.1, описок лит. - 2 назв.).

УДК 621.039.534.25:661.142.3

ОБ УЧЕТЕ ВТОРИЧНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ТЕЛОГИДРАВЛИЧЕСКОМ РАСЧЕТЕ ПРОДОЛЬНО ОБТЕКАЮЩИМ СБОРКАМ СТЕРЖНЕЙ/ В.П.Смирнов, М.В.Паладин, Т.А.Лихулова// Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.69-74.

Проведено сопоставление результатов расчета касательных напряжений на смоченных периметрах стержневыхборок с экспериментальными измерениями в прямоугольном канале с четырьмя стержнями, расположенными симметрично и асимметрично относительно стенок, а также в I9-стержневой сборке. Проверены три модели переноса количества движения: вихревая и вихревая с поправкой (рис.4, описок лит. - 8 назв.).

УДК 621.039.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТОРА БОР-60 С УРАН-ПЛУТОНИЕВОЙ ЗАГРУЗКОЙ/ С.Н.Хиленко, А.И.Теллик, И.В.Яковлева, Л.И.Семочкина// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.75-80.

Приведены результаты экспериментальных исследований скоростей реакций тяжелых нуклидов для двух ячеек активной зоны и двух ячеек Сокового экрана реактора БОР-60 с загрузкой активной зоны уран-плутониевым топливом. Сценена достоверность расчетных предсказаний условий испытания теплоделяющих оборок и издалеи в активной зоне и Соковом экране реактора БОР-60 (табл.5, список лит. - 2 назв.).

УДК 621.039.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА БОР-60 С УРАН-ПЛУТОНИЕВЫМ ТОПЛИВОМ/ Г.И.Гаджиев, В.Н.Ефимов, А.М.Митин, В.И.Полыков, С.Н.Хиленко, И.В.Яковлева// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.81-89.

Приведены основные результаты эксплуатации реактора БОР-60 с уран-плутониевым дикооцим топливом за 1981-1985 гг. В активной зоне реактора БОР-60 проведены эксперименты, в результате которых определены скорости реакций, спектральные индексы, энерговыделение, эффективность стержней СУЗ и эффекты реактивности. Получено удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетными. Выполненные исследования показали, что имеются предпосылки для разработок типов активной зоны реакторов на быстрых нейтронах с необходимым ресурсом эксплуатации (рис.4, табл.6, список лит. - 3 назв.).

УДК 621.039.562.1

ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА С ПОДПИТКОЙ ОТВАЛЬНЫМ УРАНОМ/ И.Х.Ганев, В.В.Наумов// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып.5. С.90-92.

Рассмотрены режимы работы реактора с циркулирующим металлическим топливом, являющимся первичным теплоносителем. Высокий изыточный коэффициент воспроизводства такого реактора позволяет организовать стационарные режимы работы, при которых подпитка осуществляется только отвальным ураном, а нарабатываемое топливо, содержащее плутоний и продукты деления, может без химической переработки использоваться для стартовых загрузок реакторов такого типа. Рассматриваются условия достижения режима максимальной наработки плутония, а также режима глубокого выгорания урана (рис.1, табл.1, список лит. - 2 назв.).

## К СЛ (ФИО) АВТОРОВ СБОРНИКА

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться Государственным стандартом "Оригиналы текстовые и издательские" (ГОСТ 7.3-77).

Основные требования, предъявляемые к авторам, согласно этому стандарту:

1. Рабочий экземпляр статьи должен быть первым, напечатанным на машинке на одной стороне бумаги форматом 210x297 мм через 2 интервала с полями с левой стороны 4 см. Статья должна быть составлена в следующем порядке: а) заглавие статьи; б) инициалы и фамилии авторов; в) аннотация (не более 25 слов); г) текст; д) список литературы; е) рисунки; ж) подписуемые подписи (на отдельном листе); з) реферат (на отдельном листе).
2. Объем каждой статьи не должен превышать 0,7 а.л. (17 машинописных страниц, включая рисунки с подписями, таблицы, список литературы, реферат).
3. Текст реферата с кратким изложением цели и результатов работы не должен превышать 3/4 машинописного листа.
4. Содержание статьи должно быть кратким и четким. *Исключаются общие рассуждения, известные положения.* Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подписуемых подписях. На протяжении всей статьи необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и их единиц, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в соответствии со стандартом СЭВ: СТ СЭВ 1052-78.
5. Таблицы нумеруются по порядку, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблиц не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Таблицы печатаются в общем тексте после первой ссылки на таблицу.
6. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть написаны тушью или черными чернилами. Размещать формулы следует сразу после написания. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках.
7. Рисунки должны быть выполнены черной тушью на белой бумаге или кальке. Наибольший размер рисунков 12x18 см, наименьший 9x12 см. На рисунках допускается минимальное число обозначений - краткие цифровые (по порядку номеров слова направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подписуемые подписи. На обороте рисунков указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначение верха и низа.
8. Ссылки на литературу в тексте обозначаются по порядку арабскими цифрами, которые заключаются в квадратные скобки. Список литературы составляется в той последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу. Ссылки на неопубликованные материалы не допускаются.
9. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Графическое описание произведений печати" (ГОСТ 7.1-84), в частности необходимо указывать:

- а) для журнальных статей - фамилии и инициалы авторов (не менее трех первых), название статьи, название журнала (без кавычек), год, номер, том, выпуск, страницу;
- б) для книг - фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;
- в) для диссертаций - фамилия и инициалы автора, название диссертации, на описание какой научной степени написана, место и год защиты;
- г) для препринтов - фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;
- д) для патентов - фамилии и инициалы авторов, название патента, страну, номер, класс патента, дату и год заявления и опубликования патента.

Редакционная коллегия

**ТЕМАТИЧЕСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ**  
к научно-техническому сборнику  
"Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов"  
на 1988 год

**Динамика ядерных энергетических установок (тип 1)**

- Сабаев Е.Ф. Переходные процессы в кипящих канальных реакторах при потере управления на малых уровнях мощности. 1, 3.
- Филин Р.Д. Составление математических моделей неравновесного кипения для расчета нестационарных процессов. 1, 10.
- Кесядзе Б.В., Ташкин В.Н., Комиссаров Ю.О. Влияние диффузии на времяпрелетно измерение расхода. 1, 13.
- Опанасенко А.Н., Селиванов Е.М. Расслоение неэкзотермических турбулентных течений теплоносителя в элементах энергетических установок. 1, 16.
- Золотарев С.Л. К исследованию динамики гомогенного реактора с циркулирующим топливом. 1, 20.
- Сыринов Л.В. Вывод уравнений и исследование динамики систем циркуляции ЯЭУ. 1, 25.
- Горятенко В.Д. Системы с последствием в динамике ядерных реакторов. 1, 35.
- Постников Н.С. Динамика реактора с дискретной системой регулирования при ограничении на величину управляющего воздействия. 1, 42.
- Мигалов И.В., Постников Н.С. Стабилизация мощности реактора дискретной системой регулирования. 1, 46.
- Селиванов В.М., Лесичук М.П., Корниченко Ю.Н. Методы и программы расчета динамики теплогидравлических процессов в ядерных реакторах. 1, 57.
- Зымыев В.В., Сабаев Е.Ф. Структурная избыточность ЯЭУ и диагностирование. 1, 69.
- Бабкин Н.А. О некоторых способах функционального диагностирования ЯЭУ. 1, 76.
- Бабкин Н.А. Об одном подходе к автоматизации диагностирования ЯЭУ. 1, 76.
- Зымыев В.В. Идентификатор неисправностей элементов ЯЭУ. 1, 82.
- Горбунов В.П., Карпан Н.В., Сапрыкин Е.М., Воробьев В.П. Автоматизация контроля достоверности первичной измерительной информации в стационарном уровне АСУ АЭС с РБМК. 1, 88.
- Комаров В.И., Исаев Н.В., Шкурин В.М., Пшонин Ю.В. Опыт использования подсистемы обеспечения эксплуатации реакторов стационарного уровня АСУ Смоленской АЭС. 1, 90.
- Горбунов В.П., Иваненко В.Г. Информационно-поисковая система учета ядерного топлива для стационарного уровня АСУ АЭС с реакторами РБМК. 1, 93.
- Козян И.О., Остейковский В.А., Сальников Н.Л. Методика расчета оптимальных правил принятия решения о наличии аварийных ситуаций в промышленном оборудовании. 1, 96.

**Физика и методы расчета ядерных реакторов (тип 2)**

- Сатаев Е.А., Вороничев М.Ф., Риндовский А.А. Аппроксимация решения уравнения замедления методом равных конечных элементов. 2, 3.
- Ходяков В.А. Некоторые задачи о выгорании поглотителя в бесконечном поперечном сечении. 2, 10.
- Артемьев Н.И., Делуовар В.М., Казанников А.Г., Мосов А.Л. Методика многугруппового расчета дуплексного реактора в областях замедления и термализации нейтронов с учетом выгорания. 2, 16.
- Судяков И.Р. Разностные схемы решения уравнений метода дискретных ординат в  $\Delta - Z$  геометрии. 2, 20.

- Гомин Е.А., Майоров Л.В. Использование метода Монте-Карло для проверки точности современных методов расчета гетерогенных реакторов. 2, 24.
- Зарицкая Т.С., Киселев Г.В., Рудик А.П. Оптимизация спектра облучения мишени. 2, 33.
- Дирков И.В., Каминский А.С. Методы определения энергораспределения с использованием сигналов люминесцентных детекторов. 2, 36.
- Остапенко С.В. О геометрическом моделировании в расчетах ядерных реакторов методом Монте-Карло. 2, 44.
- Симонов В.Д., Павлов В.И., Перминов А.А., Печкин В.А., Юсков А.М. Оптимизационный комплекс программ MOST для управления внутренним топливным циклом ИВЭР. 2, 54.
- Аннотация программы ДИМЕТРА-ЕС. 2, 56.
- Аннотация комплекса программ ГАВРОШ. 2, 60.
- Аннотация системы автоматизированного проектирования ДОКАР. 2, 63.
- Аннотация программы GAVI. 2, 66.
- Аннотация программы PRESSON. 2, 67.
- Аннотация программы АРАДАР. 2, 69.
- Аннотация программы РАДИКФ и РАДИКФ-ЕС. 2, 71.
- Аннотация программы ВЛ. 2, 72.
- Будав М.А. Методика расчета распространения водорода в помещениях атомных станций при авариях. 2, 74.
- Агранат В.З., Рябов О.Л., Соколов Б.В. О неполноте привил расшифрования некоторых диагностических изображений. 2, 79.

#### Физика и методы расчета ядерных реакторов (вып.3)

- Галанки А.Д. Реактор с неоднородной температурой. 3, 3.
- Давиденко Д.Ф. О некоторых методах решения жестких систем, встречающихся при расчетах ядерных реакторов. 3, 6.
- Второва О.Ю., Исакова Л.Д., Матеев М.П., Соболев И.М. Об одном подходе к решению многокритериальных реакторных задач. 3, 14.
- Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Коррекция режимов облучения нуклидов. 3, 21.
- Бадяев А.Ф., Кононов С.Д. Результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик легководных решеток твэлов с различным водо-топливным отношением. 3, 24.
- Карпов В.А., Созин А.А., Удянский Ю.Н., Хареев К.С. Реактивные эффекты при использовании гадолиниевой системы компенсации реактивности в ВТТР. 3, 30.
- Бобров С.Б., Зинин А.И., Колесов В.Е., Матвеев В.И., Суслев И.Р. Расчеты модели быстрого энергетического реактора в двумерной (R,  $Z^2$ )-геометрии. 3, 37.
- Безбородов А.А., Дулин В.А., Коробейников В.В., Коробейникова Л.В., Николаев М.Н., Савосьякин М.М., Дибуля А.М. Расчет гетерогенных эффектов в быстрых критических сборках БЭС. 3, 41.
- Глебов А.П., Калашников А.Г., Кисляцина Т.С., Мосеев А.Л. Методика и программа расчета изменения изотопного состава в однородном гомогенном реакторе. 3, 49.
- Аннотация программы FET. 3, 53.
- Аннотация комплекса программ WIMS, ВОЛГА. 3, 56.
- Орлов В.В., Слесарев И.С., Зарицкий С.М., Гришанин Е.И., Суботкин С.А., Стукалов В.А., Шаров Е.И., Кузнецов В.В., Алексеев П.Н., Морозов А.Г., Щепетина Т.Д., Зверков Ю.А., Прошкин А.А., Фальковский Л.И. Возможности воспроизводства топлива и коэффициенты реактивности в быстрых реакторах с пароводяным теплоносителем. 3, 58.
- Шевалев Я.В., Клименко А.В. Аналитическая однопродуктовая двухтопливная модель развития ядерной энергии. 3, 60.
- Айрапетян А.А., Шевалев Я.В. Ущерб от повреждения малой доли ядерного топлива. 3, 64.

Физика и методы расчета ядерных реакторов (вкл.4)

Шоколько А.Г. Строгое уравнение кинетики ядерного реактора. 4, 3.

Пшенин В.В., Лазаренко А.П. Результаты решения тестовых модельных задач по выгоранию топлива в тесных решетках со смешанным уран-плутониевым топливом. 4, 9.

Ишенин В.В., Новиков А.Н., Суриачева И.И. Анализ возможностей повышения точности мелко-сеточных расчетов ББЭР на примерах решения модельных задач в плоской геометрии. 4, 13.

Горский А.И., Земсков Е.А., Пашкин Ю.Г. Об одном методе построения матрицы эффективных граничных условий для замедляющего стержня. 4, 21.

Хромов В.В., Крычков Э.Ф., Тихомиров Г.В. Решение уравнения переноса нейтронов в средах с ячеистыми структурами методом объемных и поверхностных балансов. 4, 24.

Хромов В.В., Крычков Э.Ф., Тихомиров Г.В. Применение объемно-поверхностного балансного метода к решению уравнения переноса нейтронов в средах с ячеистыми структурами. 4, 28.

Безбородов А.А., Савоскин М.М. Некоторые модификации метода вероятностей первых столкновений в кольцевой цилиндрической геометрии. 4, 31.

Сулов И.Р. О сходимости  $S_N$ -метода по пространственной переменной в двумерной геометрии. 4, 36.

Воропаев А.И., Ваньков А.А., Зинин А.И., Колесов В.Е., Бахлаев И.В. Надежность расчета поля энерговыделения в бистром реакторе. 4, 39.

Гурин В.И., Подлакто А.М., Васильев Ю.Ю., Глинин В.П., Поливанская В.П. Расчеты критических параметров гомогенных и гетерогенных систем различных спектров на базе многогрупповой библиотеки констант. 4, 46.

Герасимов А.С., Зарипкая Т.С., Рулик А.П. Нарботка радионуклидных препаратов с максимальной интегральной активностью. 4, 52.

Аннотация программы ПЕРМАК-У. 4, 56.

Аннотация программы МОСГ . 4, 58.

Аннотация программы ТОР . 4, 59.

Шевалев Я.В., Клименко А.В. Цена ядерной энергии и ее составляющие. 4, 61.

Шевалев Я.В., Клименко А.В. Экономический анализ развития топливной базы ядерной энергетики по принципу рыночного равновесия . 4, 66.

Будавев М.А. Методика оценки роста давления и температуры при сгорании водорода в локализованных помещениях атомных станций во время аварий. 4, 72.

(Вып. 5)

Латышева Л.А., Слючко В.И., Волков Б.Е. К вопросу об оптимизации аварийной защиты реакторных установок с ВВЭР-1000. 5, 3.

Усынин Г.Е., Аношкин В.И., Галицкий В.Н., Семеновичев М.А., Власичев Г.Н. Экспериментальное изучение процессов плавления твэлов на электрообогреваемых испытателях. 5, 9.

Ефимов В.Н., Минцов А.А. Акустическая диагностика состояния циркуляционных насосов реактора БОР-60. 5, 13.

Лещенко В.И., Ефимов В.Н., Яковлева И.В. Контроль активной зоны быстрого реактора внезонными детекторами прямой зарядки. 5, 18.

Борисов В.Ф., Исаева М.Д., Компилов О.А., Писарев П.В. Анализ выбросов пуассоновского случайного процесса. 5, 27.

Пырогов С.Е., Афонасов А.А. Автоматизация анализа и обработки экспериментальных данных: система "Соларио". 5, 36.

Алекси Г.В., Волков Б.Е. Программа для расчетного исследования режимов со сбросом пара из конденсатора давления в саркомер АЭС с ВВЭР. 5, 38.

Антипин Г.К., Ефимов В.Н. Теплогидравлическая модель первого контура АЭС БОР-60 для расчета нестационарных режимов работы. 5, 46.

Акулици Е.Н., Баум Я.М., Богун И.П., Португал Л.Е., Шатохин А.М. Исследование низкотемпературной теплообменной трубы для теплообменных аппаратов систем охлаждения ядерных энергетических установок. 5, 53.

Латынина В.А., Реватов В.А., Карасева Л.Н. Учет объемной теплоемкости на границе раздела фаз при численном решении задачи Стефана методом выпрямления фронтов. 5, 56.

Каменщиков Ф.Т., Перемщев В.В. Расчет затухающего нестационарного вращения в цилиндрических потоках. 5, 60.

Смирнов Е.П., Лавандин М.В., Пихулева Т.А. Об учете вторичных течений в теплогидравлическом расчете продольно обтекаемой обложки стержней. 5, 69.

Хиленко С.Н., Талкин А.И., Яковлева И.В. Экспериментальные исследования нейтронно-физических характеристик реактора БОР-60 с уран-плутониевой загрузкой. 5, 75.

Гаджиев Г.И., Ефимов В.Н., Митин А.М., Поляков В.И., Хиленко С.Н., Яковлева И.В. Экспериментальные характеристики реактора БОР-60 с уран-плутониевым топливом. 5, 81.

Ганев И.Х., Наумов В.В. Осуществимость стационарных режимов работы ядерного реактора с подпиткой отвальным ураном. 5, 90.



Цена 2 руб.

Индекс 3644

Вопросы атомной науки и техники  
Серия: Физика и техника ядерных реакторов,  
1988, вып. 5, 1-94