

ниже течи по ходу натрия установлен импульсный характер сигналов, обусловленный воздействием на датчики пузырей водорода. Отмечено большое затухание мощности акустического сигнала для частоты более 50 кГц, что затрудняет индикацию датчиками, расположенными выше течи. При регистрации пузырей следует принимать во внимание время переноса их потоком натрия к датчику. Выбор типа датчика (погружного или волноводного) в этом случае не принципиален. Учитывая однотипность конструкции ПГ «Надя» и ПГ БОР, данный метод можно успешно применить на БН-350. Однако естественная циркуляция в ПГ «Надя» (в отличие от принудительной в ПГ БОР) ставит задачу исследования фоновых шумов ПГ «Надя» для определения степени их влияния на надежность обнаружения.

В эксперименте «большая течь» максимальное повышение давления в зоне реакции натрия с водой при истечении пара через сопло диаметром 7 мм очень кратковременно и составляет 10 МПа (давление пара перед соплом 5—6,7 МПа). После 1 мс давление было на уровне 1—3 МПа. Давление в коллекторах существенно ниже (1 МПа). Скорость изменения температуры наружной стенки модуля за счет теплоты реакции не превышает 3—4 К/с. Фронт газового пузыря продуктов реакции распространялся по модулю неполным сечением, значительно опережая фронт реакции и, следовательно, фронт распространения пара. Такое опережение объясняется, по-видимому, значительным начальным импульсом давления в зоне реакции. Водород и другие продукты реакции попадали в соседние нитки. Зона реакции со временем переместилась в нижний коллектор. Химическое взаимодействие остатков натрия с паром приводило в дальнейшем к тепловым ударам на металлоконструкции.

Трубный пучок аварийной нитки и корпуса модулей не получили повреждений и сохранили герметичность. Предварительный разогрев дре-

нажных линий до 643—673 К обеспечил практически полный дренаж парогенератора. Штатная система аварийной защиты парогенератора сработала в соответствии с техническими требованиями и обеспечила безопасное протекание эксперимента.

Аварийная нитка была вырезана из коробки парогенератора и извлечена, а сам парогенератор из оставшихся шести ниток был отмыт и цущен в эксплуатацию при номинальных параметрах, принятых для ресурсных испытаний на БОР-60 [2]. Ремонтно-восстановительные работы на МПГ после эксперимента с большой течью выполнены в течение 20 сут. Каких-либо отклонений в режимах работы парогенератора при дальнейшей эксплуатации не наблюдалось.

В заключение авторы благодарят О. Д. Казачковского, Е. В. Кулова, Е. В. Куликова за внимание и помощь в организации исследований, а также коллективы сотрудников НИИАР, НИИЗЭМ (ЧССР), ФЭИ и ЦИЯИ (ГДР) за подготовку и проведение экспериментов на БОР-60.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казачковский О. Д. и др. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 5, с. 315.
2. Бай В. Ф. и др. — В кн.: Материалы симп. СЭВ по теплофизике и гидравлике активной зоны и парогенераторов для быстрых реакторов. Марианске Лазне, 1978, т. II, с. 38.
3. Юнг И., Бановец Й. Комплекс экспериментальных измерений, включая аварийную систему, микромодульного натриевого парогенератора. Докл. на конф. стран — членов СЭВ по парогенераторам для быстрых реакторов. М., 1975.
4. Тишкин В. Н. — Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 6, с. 409.
5. Pitak O., Fresl M. — Jaderna energie, 1976, г. 22, с. 7, S. 245.
6. Teske K., Glaser W. — Mikrochimica Acta, 1975, Bd 1, S. 653.
7. Карабах А. Г. и др. Авт. свид. № 238 222. Бюл. изобрет., 1969, № 9, с. 103.
8. Ullman H. e.a. — Kernenergie, 1975, Bd 18, S. 221.

Поступила в Редакцию 23.09.80

УДК 532.542

## Гомогенная модель течения жидкости в стержневых сборках

ВОЗНЯКЕВИЧ Е. В., НОМОФИЛОВ Е. В.

Активные зоны реакторов и теплообменники, как правило, представляют собой объем, заполненный стержнями или трубами. Решение уравнений Навье — Стокса или Рейнольдса для определения поля скорости теплоносителя в такого рода теплообменных аппаратах является практически неразрешимой задачей. Трудности расчетов привели к тому, что движение теплоносителя стали описывать как движение некоторой гомогенной среды [1—5]. В теории фильтрации так же описы-

вается движение природных жидкостей и газов в грунте [6, 7].

Однако между течениями теплоносителя в стержневых сборках и течениями в грунте есть существенные различия. Стержневые сборки обладают ярко выраженной анизотропией, и числа Рейнольдса течений в стержневых сборках значительно превосходят числа Рейнольдса течений при фильтрации в грунте. Эти особенности течений в стержневых сборках приводят к тому, что в гомо-

генной модели течения теплоносителя инерционные члены, вообще говоря, нельзя считать малыми по сравнению с объемными силами сопротивления.

В настоящей статье будет показано, что необходимо учитывать передачу импульса от теплоносителя к теплообменнику посредством сил давления полнее, чем это делается в работах [1—5]. Ниже рассмотрен вывод усредненных уравнений движения в стержневых сборках.

Выделим в теплообменнике некоторый объем  $G$ , размеры которого велики по сравнению с расстоянием между осями стержней  $l$ . Этот объем ограничен замкнутой поверхностью  $S$ . Часть объема  $G$ , заполненную теплоносителем, обозначим  $G'$ , а часть поверхности  $S$ , ограничивающую  $G'$ , обозначим  $S'$ . Отношение  $G'$  к  $G$  принято называть пористостью  $\varepsilon$ . Пусть теплоноситель плотности  $\rho$  движется со скоростью  $\mathbf{V}$ . Обозначив давление в теплоносителе  $p_0$  и тензор вязких напряжений  $\sigma_{ik}$ , баланс кинетической энергии теплоносителя в области  $G$  запишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{G'} \frac{1}{2} \rho V_i^2 d^3r = - \int_{S'} \frac{1}{2} \rho V_i^2 V_k dS_k - \int_{S'} p_0 V_i dS_i + \int_{G'} V_i \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} d^3r. \quad (1)$$

Здесь  $d^3r$  — элемент объема;  $dS_i$  — компонент вектора  $dS$ , ортогонального поверхности  $S$  и равного элементу поверхности  $dS$ ;  $t$  — время;  $x_k$  — компонент радиуса-вектора  $\mathbf{r}$ .

Связь между скоростью теплоносителя  $\mathbf{V}$  и скоростью гомогенной среды  $\mathbf{U}$  имеет вид

$$\int_{S'} V_i dS_i = \oint_S U_i dS_i. \quad (2)$$

Кинетическую энергию теплоносителя, отнесенную к единице объема, запишем в виде  $\frac{1}{2} a_{ik} U_i U_k$ , т. е. примем

$$\int_{G'} \frac{1}{2} \rho V_i^2 d^3r = \int_G \frac{1}{2} a_{ik} U_i U_k d^3r. \quad (3)$$

Равенство (3) является определением тензора  $a_{ik}$ . Компоненты тензора  $a_{ik}$  являются функциями скорости  $\mathbf{U}$  и ее производных  $\partial U_i / \partial t$  и  $\partial U_i / \partial x_k$ . Поскольку эта зависимость неизвестна, будем считать компоненты тензора  $a_{ik}$  константами (так как формальный учет зависимости  $a_{ik}$  от скорости  $\mathbf{U}$  и ее производных привел бы к бессмысленному усложнению уравнений движения).

Тензор  $a_{ik}$  будем считать симметричным, так как всякий тензор можно разбить на сумму симметричного и антисимметричного тензоров, а антисимметричный тензор не дает вклада в кинетическую энергию.

Конвективный перенос кинетической энергии через поверхность  $S$ , используя равенства (2)

и (3), приближенно запишем в виде

$$\int_{S'} \frac{1}{2} \rho V_i^2 V_k dS_k = \oint_S \frac{1}{2} a_{ik} U_i U_k \frac{U_l dS_l}{\varepsilon}. \quad (4)$$

Давление в теплоносителе  $p_0$  и давление в гомогенной среде  $p$  связаны соотношением

$$\int_{S'} p_0 dS_i = \varepsilon \int_S p dS_i. \quad (5)$$

При этом предполагается, что поверхность  $S$  выбрана так, что

$$\int_{S'} dS = \varepsilon \int_S dS. \quad (6)$$

Работу сил давления в гомогенной среде приближенно запишем

$$\int_{S'} p_0 V_i dS_i = \int_S p U_i dS_i. \quad (7)$$

И, наконец, введем обозначение

$$\int_{G'} V_i \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} d^3r = \int_G Q_i U_i d^3r. \quad (8)$$

Теперь, используя выражения (3), (4) и (7), баланс кинетической энергии (1) перепишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_G \frac{1}{2} a_{ik} U_i U_k d^3r = - \frac{1}{2\varepsilon} \oint_S a_{ik} U_i U_k U_l dS_l - \oint_S p U_i dS_i + \int_G Q_i U_i d^3r. \quad (9)$$

Переходя от интегралов по замкнутой поверхности  $S$  к интегрированию по объему  $G$ , получаем

$$\int_G \left( a_{ik} \frac{\partial U_k}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} a_{ik} U_l \frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - Q_i \right) U_i d^3r = 0. \quad (10)$$

При переходе от (9) к (10) были использованы симметричность тензора  $a_{ik}$  и уравнение неразрывности  $\partial U_k / \partial x_k = 0$ . Равенство (10) будет выполняться, если

$$a_{ik} \frac{\partial U_k}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} a_{ik} U_l \frac{\partial U_k}{\partial x_l} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + Q_i. \quad (11)$$

Это и есть уравнение движения гомогенной среды, которое хотели получить. Объемная сила сопротивления  $\mathbf{Q}$  должна определяться из опыта и задаваться эмпирическим выражением. Только с использованием экспериментальных данных для определения  $\mathbf{Q}$  можно получить замкнутую систему уравнений, которая описывает изменение интегральных характеристик скорости гомогенной среды  $\mathbf{U}$  и давления  $p$ , не касаясь вопроса об истинном поле скорости  $\mathbf{V}$  и давления  $p_0$ .

Определение (3) неудобно для оценки тензора  $a_{ik}$ , так как поле скорости  $\mathbf{V}$  неизвестно. Чтобы оценить тензор  $a_{ik}$ , установим связь между  $a_{ik}$  и силами, действующими на стержни со стороны жидкости. Обозначим через  $\phi$  поверхность стерж-

ней, находящихся в области  $G$ , и введем следующие обозначения:

$$\int_{\phi} p_0 dS_i = \int_G J_i d^3r; \quad (12)$$

$$\int_{\phi} \sigma_{ih} dS_h = \int_G R_i d^3r. \quad (13)$$

Выберем систему координат так, чтобы ось  $Oz$  была направлена вдоль осей стержней. Пусть скорость  $\mathbf{U}$  не зависит от координат и лежит в плоскости  $xOy$ . В этом случае баланс импульса

$$\rho \frac{dU_i}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + J_i - R_i. \quad (14)$$

Из уравнения (11) получим

$$a_{ih} \frac{dU_h}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + Q_i. \quad (15)$$

Приняв, что компоненты тензора  $a_{ih}$  являются константами, тем самым предположим, что задание скорости  $\mathbf{U}$  полностью определяет поле скорости  $\mathbf{V}$ . Следовательно, следует считать силы  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{Q}$  функциями скорости  $\mathbf{U}$ , а не ее производной  $dU_i/dt$ .

Обозначим через  $J_i^0$  силу  $J_i$  при  $dU_i/dt = 0$ . В случае, когда  $dU_i/dt = 0$ , из равенств (14) и (15) следует, что

$$Q_i = J_i^0 - R_i. \quad (16)$$

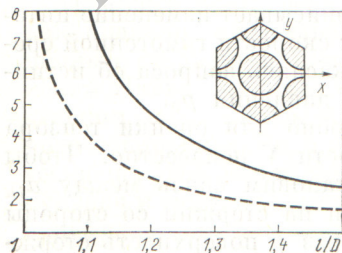
Но поскольку  $Q_i$  и  $R_i$  не зависят от  $dU_i/dt$ , это равенство справедливо и в общем случае. Подставляя (16) в (15) и вычитая из полученного выражения равенство (14), получаем

$$(a_{ih} - \rho \delta_{ih}) \frac{dU_h}{dt} = -(J_i - J_i^0). \quad (17)$$

Из равенств (12) и (17) следует, что тензор  $(a_{ih} - \rho \delta_{ih})$  учитывает передачу импульса от теплоносителя стержневой сборке посредством сил давления, которые возникают при ускоренном движении теплоносителя. Таким образом,  $a_{ih}$ , по существу, является тензором эффективной плотности.

Для течения вдоль оси  $Oz$  баланс импульса имеет вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{dU_x}{dt} &= 0; & \rho \frac{dU_y}{dt} &= 0; \\ \rho \frac{dU_z}{dt} &= -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x_i} - R_i. \end{aligned} \quad (18)$$



Зависимость компонент тензора эффективной плотности от относительного шага стержней  $l/D$ . На оси ординат отложены  $\frac{1}{\rho} a_{xy} = \frac{1}{\rho} a_{yy}$  (—) и  $\frac{1}{\rho} a_{zz}$  (---)

Эти уравнения можно записать в форме (15), если принять

$$a_{xz} = a_{yz} = 0, \quad a_{zz} = \frac{1}{\varepsilon} \rho. \quad (19)$$

Пусть оси  $Ox$  и  $Oy$  направлены так, как показано на рисунке. Если  $dU_x/dt \neq 0$  и  $dU_y/dt = 0$ , то, как это следует из выражения (17),

$$J_y - J_y^0 = -a_{yx} \frac{dU_x}{dt}. \quad (20)$$

Из симметрии течения ясно, что  $J_y - J_y^0 = 0$ , а из формулы (20) следует

$$a_{yx} = 0. \quad (21)$$

Для оценки остальных компонентов тензора  $a_{ih}$  воспользуемся результатами работ [8] и [9].

Присоединенная масса жидкости, отнесенная к единице длины стержня в стержневой сборке, имеет вид  $\gamma^0 \rho \frac{\pi D^2}{4}$ , где  $D$  — диаметр стержней.

В работе [8]  $\gamma^0$  определена экспериментально при колебаниях стержневой сборки в жидкости, а в работе [9] методом электроаналогий для потенциального обтекания стержневой сборки идеальной жидкостью. Результаты этих работ находятся в хорошем согласии.

В случае, когда стержневая сборка покоится, а жидкость движется с ускорением  $dU_x/dt$ , сила, действующая на единицу длины стержня (без учета вязких сил), имеет вид

$$\gamma \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{dU_x}{dt}, \quad (22)$$

где  $\gamma = \gamma^0 + 1$ . Силу давления, возникающую при ускоренном движении жидкости, отнесенную к единице объема в стержневой сборке, используя выражение (22), запишем таким образом:

$$J_x - J_x^0 = -\gamma \rho (1 - \varepsilon) \frac{dU_x}{dt}. \quad (23)$$

Из выражений (17) и (23) следует, что

$$a_{xx} = \rho [1 + \gamma (1 - \varepsilon)]. \quad (24)$$

Так же определяется и компонент  $a_{yy}$ .

Для стержневых сборок с треугольным расположением стержней по данным работы [9] компоненты тензора эффективной плотности представлены на рисунке.

Таким образом, в гомогенной модели течения жидкости в стержневых сборках движение гомогенной среды описывается уравнением (11), а тензор эффективной плотности задается формулами (19), (21) и (24). Уравнения фильтрации, применяющиеся для описания движения природных жидкостей и газов в грунте [6, 7], получаются из выражения (11), если принять  $a_{ih} = \rho \delta_{ih}$ . Тензор  $a_{ih}$  в теории фильтрации имеет такой простой вид в связи с тем, что при выводе уравнений фильтрации силы давления, действующие на жидкость со стороны твердых стенок пористой среды, учитываются только частично, а именно только со стороны тех поверхностей, которые

делают поверхность  $S'$  замкнутой. При этом не учитываются силы давления со стороны поверхностей, находящихся внутри выделенного объема  $G$ . Кроме того, в отличие от обычных пористых сред в стержневой сборке силы давления, действующие на жидкость со стороны твердых поверхностей, ортогональны оси  $Oz$ ,  $z$  — компонент силы давления, отнесенный к единице объема, равен  $-\varepsilon \frac{\partial p}{\partial z}$ , а не  $-\frac{\partial p}{\partial z}$ , как в теории фильтрации.

При описании течений природных жидкостей и газов в грунте, как правило, инерционные члены в уравнении (11) ничтожно малы по сравнению с объемной силой сопротивления  $Q$ . Для течений в теплообменниках и в активных зонах ядерных реакторов такого соотношения между инерционными членами и объемной силой сопротивления, вообще говоря, нет. В тех случаях, когда инерционные члены в уравнении (11) нельзя считать малыми, при замене тензора  $a_{ik}$ , определенного формулами (19), (21) и (24), тензором  $\rho \delta_{ik}$  неоправданно упрощаются уравнения движения. Как видно из рисунка, эта замена приводит к отказу

от учета анизотропии инерционности и к значительной недооценке инерционности гомогенной среды.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Субботин В. И. и др. — В кн.: Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. М., Атомиздат, 1975, с. 163.
2. Горчаков М. К. и др. — Теплофизика высоких температур, 1976, т. 14, № 4, с. 866.
3. Юрьев Ю. С., Колмаков А. П. Препринт ФЭИ-631. Обнинск, 1975.
4. Владимиров Л. И., Колмаков А. П., Юрьев Ю. С. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение, 1977, вып. 4 (18), с. 21.
5. Chelemer H. e.a. — Nucl. Engng Design, 1977, N 41, p. 219.
6. Развитие исследований по теории фильтрации в СССР. М., Наука, 1969.
7. Аравин В. И., Нумеров С. Н. Теория движения жидкостей и газов в недеформируемой пористой среде. Гостехтеориздат, 1953.
8. Феденко В. И. — Прикл. мат. и теор. физика, 1970, № 5, с. 50.
9. Сивяевский В. Ф. и др. Препринт ФЭИ-818. Обнинск, 1978.

Поступила в Редакцию 15.07.80

УДК 621.039.003

## Об эффективности перспективных типов циркуляторов в водографитовых реакторах

КАРАСЕВ Э. К., СМЕРНОВ В. Г., КОНЬКОВ Ю. В., ВАЗИНГЕР В. В., ТРУБКИН Е. И.

В РБМК принудительная циркуляция теплоносителя, как правило, осуществляется электронасосами, высокий технический уровень которых проверен многолетней эксплуатацией. Однако иногда использование электронасосов не является оптимальным. Это послужило причиной поиска других способов принудительной циркуляции, в том числе изучения возможности использования термонасоса и систем на его основе.

В РБМК-1000 и 1500 применяют насосы ЦВН-7 и ЦВН-8, а в реакторе РБМКП-2400 предполагают использовать циркуляционные насосы ЦВН-12 (табл. 1). На циркуляцию теплоносителя в реакторных установках затрачивается  $\sim 30$  МВт электрической мощности. Кроме того, высокая металлоемкость, большие размеры насосов и значительный объем требующихся для них зданий (например, высота ЦВН-7, используемых в РБМК-1000,  $\sim 11$  м, а объем здания 50 тыс. м<sup>3</sup>, что почти равно объему остального реакторного помещения) определяют высокий уровень капитальных затрат.

Секционно-блочная конструкция, использованная в проектах реактора РБМКП, приводит к увеличению числа насосов и одновременно к уменьшению диаметра основных трубопроводов

и арматуры циркуляционного контура, а следовательно, к повышению надежности в целом.

Сокращение расходов, связанных с насосным хозяйством, по-видимому, может быть достигнуто за счет замены электронасосов турбонасосами. В этом случае пар, вырабатываемый в испарительном контуре реактора, после сепарации поступает на турбопривод циркуляционного насоса.

Перспективно также использовать в качестве циркуляционных струйные термонасосы. Принцип работы последних [1] основан на том, что рабочая жидкость — отсепарированная насыщенная вода (рис. 1, 1) расширяется в двухфазную область, где при давлении 2 под действием перепада энтальпий приобретает значительную кинетическую энергию. В пароводяную смесь 2 впрыскивается холодная (в данном случае питательная) вода, предварительно разогнавшаяся в сопловом аппарате 5, 6 под действием перепада давления (давление в точке 6 приблизительно равно давлению в точке 2\*). Образовавшаяся смесь потоков обладает в точке 3 достаточно высокой кинетиче-

\* Как показывает практика, давление в сопловом аппарате может быть равным и даже меньше, чем в реакторе 1 (см. рис. 2, а).