

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А. Н. ОПАНАСЕНКО, В. М. СЕЛИВАНОВ, Н. Н. ШАНЬГИН

**Структура потока жидкости в моделях
элементов ЯЭУ с большими объемами
теплоносителя в переходных режимах работы**

Обнинск — 1978

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А.Н.Опанасенко, В.М.Селиванов, Н.Н.Шаньгин

СТРУКТУРА ПОТОКА ЖИДКОСТИ В МОДЕЛЯХ ЭЛЕМЕНТОВ ЯЭУ
С БОЛЬШИМИ ОБЪЕМАМИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ

АННОТАЦИЯ

Численно и экспериментально на упрощенных моделях элементов ЯЭУ с большими объемами теплоносителя исследована структура потока жидкости в переходных режимах работы. Модель идеальной жидкости позволяет качественно исследовать структуру гравитационного движения теплоносителя в смесительных камерах. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными.

Для современных ядерных энергетических установок с интегральной компоновкой, как строящихся, так и проектируемых, характерно наличие элементов с большими объемами теплоносителя. Скорость теплоносителя в этих элементах относительно небольшая и естественная конвекция, обусловленная неравномерностями энерговыделения, теплотёма переходными режимами работы оказывает большое влияние на структуру потока. Значительная масса теплоносителя в верхней смесительной камере жидкометаллического реактора на быстрых нейтронах позволяет ослабить опасные тепловые удары, вызванные резкими переходными режимами работы. Следует отметить, что переходные режимы [1,2] характеризуются температурным расслоением теплоносителя, поэтому защитные функции смесительной камеры существенно уменьшаются. При стратификации теплоноситель примерно изотермичен как в застойной, так и в конвективной зонах; весь перепад температуры, который может превышать 100°C , сосредоточен в узком граничном слое между горячей и холодной зонами и является причиной значительных тепловых напряжений.

Подобная ситуация возникает и в относительно медленных переходных режимах работы ЯЭУ, которые принято считать неопасными (режим пуска, когда скорости теплоносителя небольшие и число $Fr < 1$). В данном случае градиент температуры между застойной и конвективной зонами увеличивается с течением времени и может достигать опасных величин.

В настоящей работе на упрощенных экспериментальных и математических моделях проведены исследования структуры потока жидкости в горизонтальных и вертикальных элементах ЯЭУ с большими объемами теплоносителя. Экспериментальная установка была изготовлена из оргстекла в виде двух прямоугольных камер (сечением 60×80 мм, 50×105 мм и длиной соответственно 240 и 150 мм), соединенных под углом 90° через гидравлическую решётку 105×50 мм толщиной 10 мм, в которой равномерно были просверлены отверстия диаметром 1 мм с шагом 2 мм. На входе и выходе из камер устанавливались гидравлические решётки с различным сопротивлением. Подогреватели, которые располагались перед рабочей камерой, изменяли температуру рабочей жидкости в интервале $10-60^{\circ}\text{C}$. Визуализация жидкости осуществлялась подкрашиванием. В зависимости от направления движения теплоносителя и положения экспериментальная установка моделировала переходные процессы в горизонтальных и вертикальных элементах ЯЭУ с большими массами теплоносителя по числам Фруда, Пекле и Рейнольдса.

На рис.1,2 показана структура движения жидкости на модели горизонтальной камеры перед промежуточными теплообменниками. При уменьшении температуры жидкости на входе в канал (рис.1), первоначально более нагретая жидкость образует застойную зону в верхней области канала при числах $Fr < 0.1$. Нижняя область канала (тёмные слои) занята более холодным движущимся теплоносителем.

При переходном режиме с увеличением температуры жидкости на входе в канал показан на рис.2. Стратификация теплоносителя в данном случае характеризуется холодной застойной зоной в нижней области канала. Нагретые слои жидкости, ускоряясь под действием подъёмных сил, поднимаются в верхнюю область канала, подсаживая более холодную жидкость из нижней зоны.

На рис.3 представлена картина движения жидкости на модели опускающего канала для переходного режима с уменьшением температуры. Переходной режим движения (рис.3 б, в, г) существенно отличается от стационарного (рис.3а). В вертикальном канале возникает обширная застойная зона теплоносителя, более холодная жидкость непосредственно после поворота вдоль ближней стенки опускается вниз, сложившись с застойной зоной. На границе раздела зон возникает вихревая дорожка, которая постепенно разрушает неподвижную область жидкости.

При увеличении температуры жидкости на входе в опускающий канал, нагретые слои жидкости, как видно из деформации подкрашенной струйки жидкости на рис.4, занимают всё сечение канала в верхней области. Первоначально холодная жидкость равномерно вытесняется из канала. Аналогичное движение жидкости наблюдается в подъёмном канале в переходном режиме с уменьшением температуры жидкости на входе (рис.5).

На рис.6 показано движение жидкости в режиме разогрева в опускающем канале с поворотом потока в нижней части. Нагретая жидкость вытесняет первоначально холодный теплоноситель несколько ниже верхнего уровня гидравлической решётки. В нижней области опускающего и горизонтального каналов образуется устойчивая застойная зона холодного теплоносителя. Подобная структура движения жидкости наблюдается в подъёмном вертикальном канале с поворотом потока в верхней области в режиме охлаждения (рис.7). В данном случае устойчивая застойная зона горячей жидкости возникает в верхних областях каналов.

Измерения профилей температуры в переходных режимах работы по

высоте горизонтальных и вертикальных каналов показали, что жидкость в застойных зонах изотермична. В движущейся конвективной области, которая характеризуется трёхмерным интенсивным перемешиванием, температура также, примерно, однородна. Весь перепад температур сосредоточен в узкой граничной зоне раздела между застойной и конвективной областями. Резкие увеличения расхода приводит к быстрому разрушению застойных зон, которое сопровождается низкочастотными пульсациями температуры с амплитудой, достигающей 35% от перепада температур между застойной и конвективной зонами.

Расчётное исследование тепловых переходных режимов в смешивательных камерах должно основываться на решении уравнений Навье-Стокса с учётом влияния естественной конвекции. Результаты таких расчётов приведены в работах [1-2]. Такой подход позволяет выявить структуру потока и получить достаточно точные переходные характеристики смешивательных камер. Однако, на некоторых этапах проектирования КЗУ возникает необходимость использовать простые методики расчёта, с помощью которых можно оценить вклад тех или иных составляющих в процесс теплообмена.

В работе [1] показано, что при сильном влиянии естественной конвекции даже при относительно малых значениях критерия Рейнольдса ($Re \approx 10^3$) процесс смешения теплоносителя незначительно зависит от сил вязкости. Используя модель идеальной жидкости и полагая, что процесс теплообмена в смешивательной камере определяется лишь конвективной составляющей (теплоноситель с $Pr \sim 1$), для осесимметричной задачи (расчётная область приведена на рис.3) получим систему уравнений в переменных функциях тока и завихрённости в виде

$$\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial \xi} = \frac{1}{Fr} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} - \frac{1}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = \omega \xi^2 \quad (3)$$

где $\omega \xi = \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial v}{\partial x}$; $\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\xi v$; $\frac{\partial \psi}{\partial \xi} = \xi u$

Зададимся на входе в смешивательную камеру следующими граничными

условиями

$$\theta = 1 - \xi^2; \quad \psi = \frac{1}{2} \xi^2; \quad \omega = 0 \quad (4)$$

Уравнения (1) и (2) легко решаются относительно переменных θ и ω методом характеристик [3]. С учётом граничных условий (4) имеем

$$\theta = 1 - 2\psi \quad (5)$$

$$\omega = - \frac{2x}{Fr} \quad (6)$$

Подставляя значение завихренности (6) в (3), получим уравнение для функции тока

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} - \frac{1}{\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = - \frac{2x}{Fr} \xi^2 \quad (7)$$

Используя вместо "пограничные" граничные условия на выходе из смешивательной камеры [1], для идеальной жидкости интегрированием получим

$$\psi = \frac{H^3}{3Fr} \xi^2 \left[\frac{x}{H} - \left(\frac{x}{H} \right)^3 \right] + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{H} \right) \quad (8)$$

Численное решение уравнения (7) проводилось методом конечных разностей с использованием продольно-поперечной прогонки.

На рис. 8 сопоставляются профили скорости и температуры для сечений $\xi = 0$ и $\xi = 1$, полученные из решений полной задачи с учётом вязкости и теплопроводности по методике [1] и задачи (1)-(4), (8) ($Re = 100$, $Pr = 1$, $Fr = 1$; точки соответствуют решению упрощенной модели, $1 - \xi = 0$, $2 - \xi = 1$). С ростом критерия Рейнольдса следует ожидать уменьшения пристенной зоны течения, поэтому одновременно с расширением области качественного совпадения результатов уменьшится их количественное отличие.

Можно предположить, что основная погрешность модели связана с пренебрежением теплопроводностью теплоносителя. В стационарном режиме течения линии тока совпадают с траекториями частиц жидкости, поэтому из совпадения изотерм с линиями тока (5) следует, что элемент объёма жидкости по мере движения сохраняет свою начальную температуру. С другой стороны, при образовании возвратных течений в канале, функция тока принимает значения $0.5 < \psi < 0$. Следовательно, из формулы (5) получим, что в вихревых областях температура теплоноси-

теля лежит за пределами температуры на входе в камеру $1 < \theta < 0$. Эти два фактора усиливают интенсивность возвратного течения или замкнутой вихревой области.

В работе [1] указывалось, что влияние естественной конвекции сильно зависит от относительной высоты камеры. Рассматриваемая упрощённая модель смещения теплоносителя позволяет получить качественную зависимость критического значения критерия Фруда, при котором влияние естественной конвекции необходимо учитывать, от относительной высоты камеры. Численный расчёт показал, что в области $\xi > 1$ распределение функции тока по высоте незначительно отличается от зависимости (8). Полагая, что течение теплоносителя при $\xi > 1$ описывается зависимостью (8), и считая влияние естественной конвекции существенным в том случае, если возникает возвратное течение в канале ($\partial\psi/\partial x|_{x=0} > 0$), получим

$$Fr_{кр.} = \frac{2}{3} \xi^2 H^3$$

На практике верхний коллектор имеет конечные размеры с поворотом теплоносителя в верхней части цилиндра. Для исключения протёка теплоносителя извне при численном решении уравнения (7) использовались жесткие граничные условия на выходе из смесительной камеры.

$$\psi = (H-x)/2h,$$

где h — высота сливного участка.

Иногда верхняя смесительная камера имеет вытеснитель, выполненный в виде вертикальной трубы, открытой снизу. Линии тока в такой камере представлены на рис. 9. Без влияния естественной конвекции (а) $Fr \rightarrow \infty$) пренебрежимо малая часть теплоносителя попадает во внутрь вытеснителя за счёт инерции. Под влиянием естественной конвекции (б) $Fr = 1$) ~ 10% от расхода теплоносителя проходит во внутрь вытеснителя. При расчёте режимов с более сильным влиянием подъёмных сил ($Fr < 1$) количество теплоносителя, проникающего в вытеснитель, увеличивалось незначительно.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

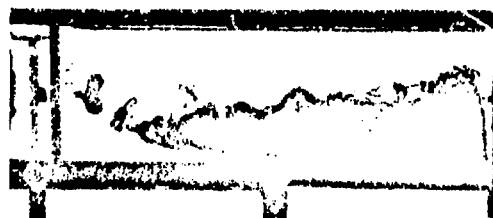
θ, u, v — безразмерные температура, вертикальная и горизонтальная составляющие скорости,

H, h — безразмерные высоты смесительной камеры и сливного участка,

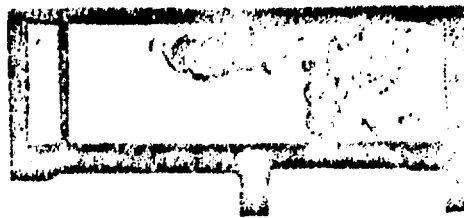
Fr — критерий Фруда.

ЛИТЕРАТУРА

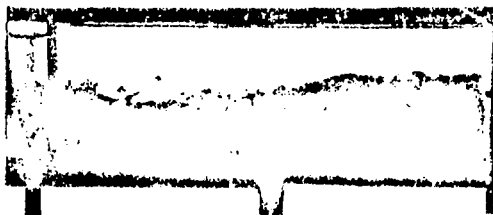
1. Горшков В.Д., Опанасенко А.Н., Шаньгин Н.Н. Нестационарные процессы тепло- и массообмена в элементах атомного реактора с интегральной компоновкой. - В сб. "Теплофизические исследования" М., ВИАИ, 1977, 3, 34.
2. Sha W.T., Domanus H.M., Schmitt R.C., Chen K. Three-dimensional numerical simulation of LMFBR outlet plenum mixing. "Trans.Am.Nucl.Soc." v.26, 1977, 434.
3. Курант Р. Уравнения с частными производными. М., "Мир" .1964.



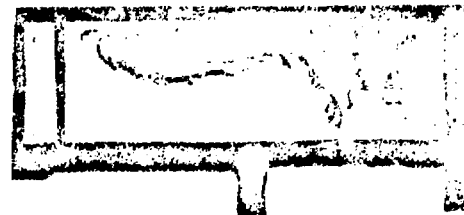
a)



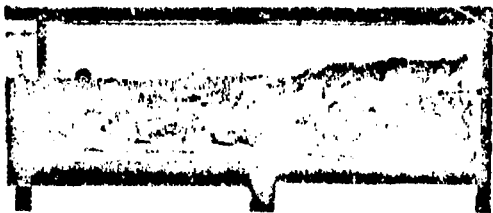
a)



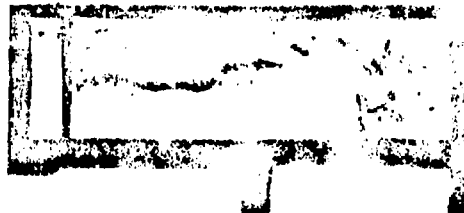
б)



б)



в)



в)

Рис. 1

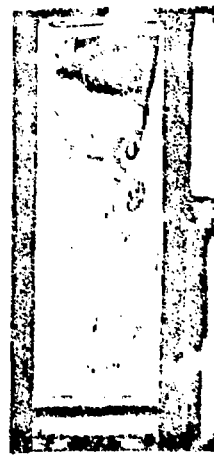
Рис. 2



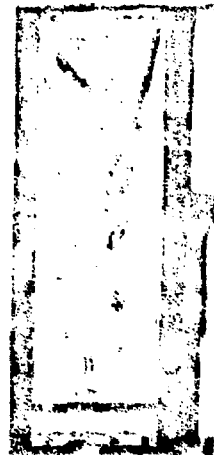
a)



б)



в)



г)

Рис. 3

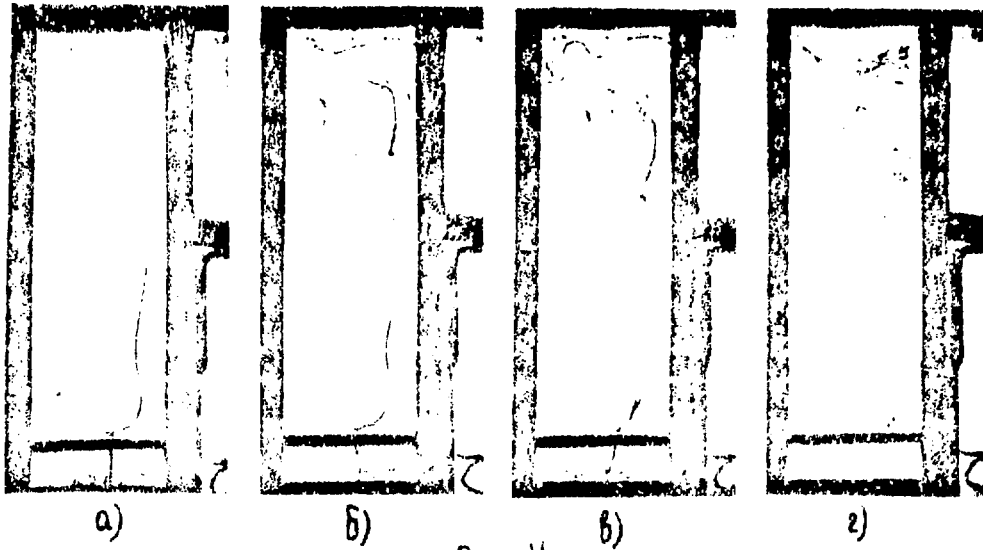


Рис. 4



Рис. 5

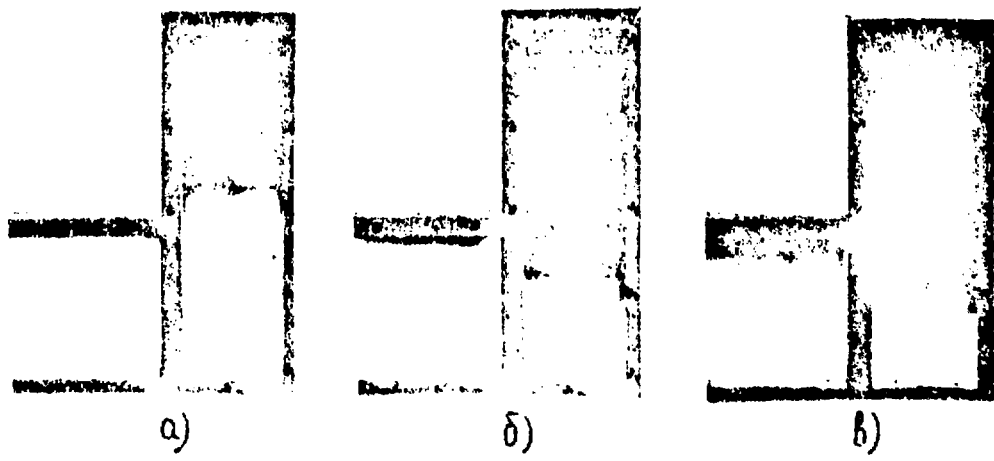
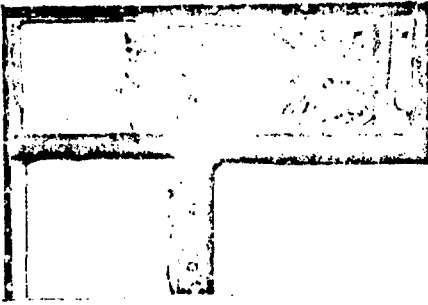
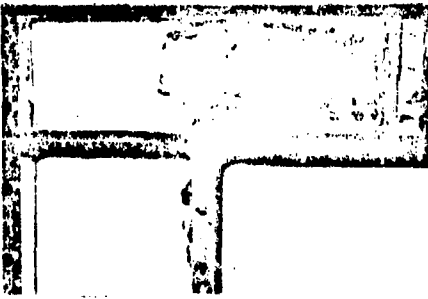


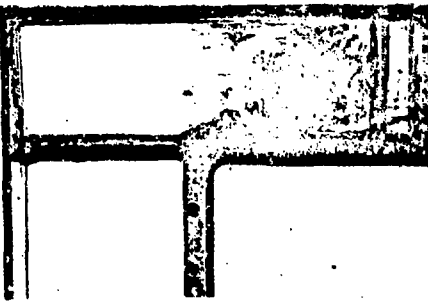
Рис. 6



2)



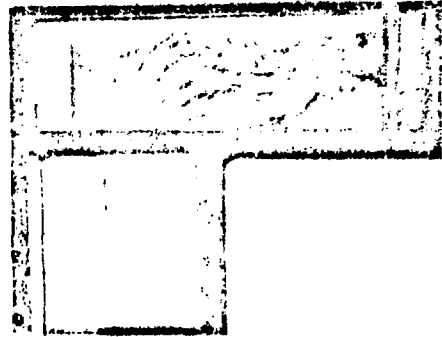
6)



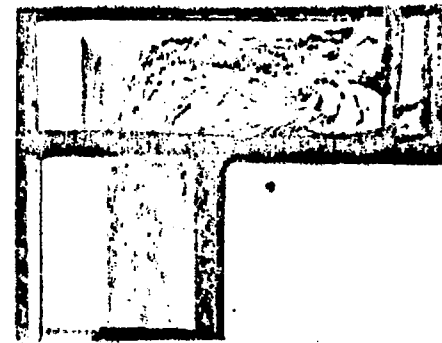
6)



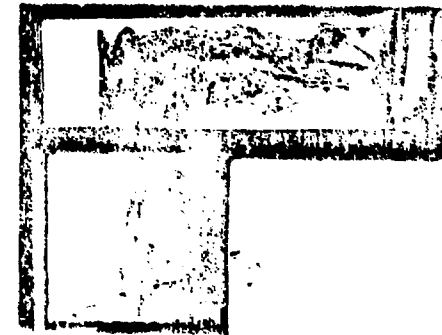
2)



2)



2)



2)

Рис. 7

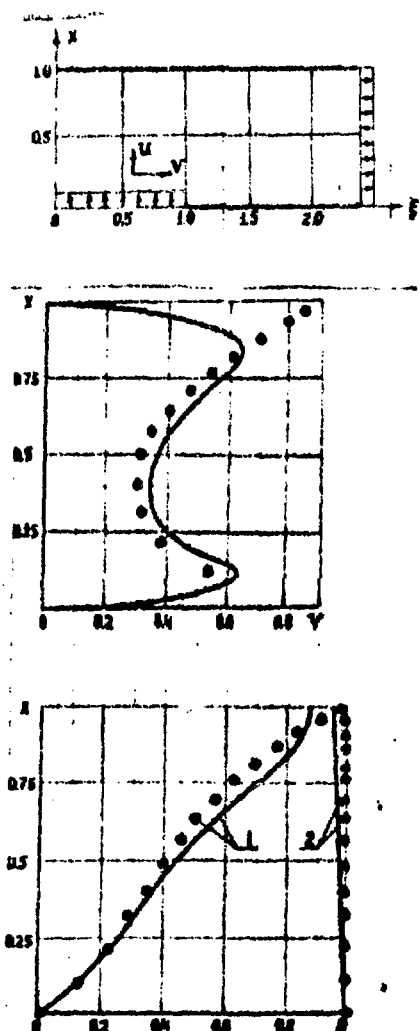
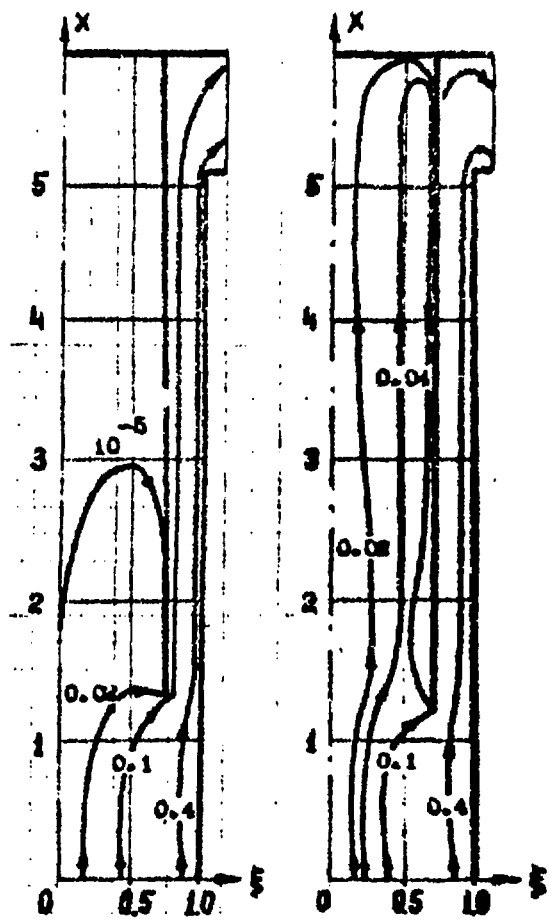


Рис. 8



а) $Fr \rightarrow \infty$

б) $Fr = 1$

Рис. 9

Цена 5 коп.

Индекс 3624

We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.