

**ПРОДОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫЕ ЯЧЕЙСТЫЕ СТРУКТУРЫ
ТИПА ВИХРЕЙ ТЭЙЛОРА — ГЕРТЛЕРА
НА СТОРОНЕ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ
ВРАЩАЮЩИХСЯ КАНАЛОВ**

А. В. Кузьминский, Е. М. Смирнов, С. В. Юркин
(Ленинград)

В работах [1, 2] исследована в линейной постановке задача устойчивости течения Пуазейля между двумя пластинами, вращающимися вокруг оси, параллельной пластинам и нормальной к направлению основного течения. Показано, что поток наименее устойчив к возмущениям в виде стоячих волн, известных как вихри Тэйлора — Гертлера. В [1] для канала с прямоугольным сечением, сильно вытянутым вдоль оси вращения, представлены результаты экспериментального определения области значений критериев потока, при которых формируются образования рассматриваемого типа. Опытные данные хорошо согласуются с результатами линейной теории. Вместе с тем невыясненным оставался важный вопрос о влиянии боковых ограничивающих стенок на устойчивость основного течения в практически интересных случаях каналов с не слишком большим отношением сторон и, в частности, в каналах квадратного поперечного сечения. Ниже описывается постановка и излагаются результаты экспериментального исследования данного вопроса.

Перестройка основного потока, вызванная вращением, в предположении развитости течения по каналу прямоугольного сечения изучалась аналитическими и численными методами в [3—6]. Здесь, как обычно, под развитым понимается течение на достаточном удалении от входа, где полностью «забыты» начальные условия и характеристики поля скорости одинаковы во всех поперечных сечениях.

В качестве определяющих критериев для канала с заданным отношением сторон $\kappa = h/l$ выберем число Рейнольдса $Re = w_m l / \nu$ и параметр вращения $K = \omega l / w_m$, где h, l — длины сторон поперечного сечения, причем стороны длиной h параллельны оси вращения; w_m — среднерасходная скорость.

Конкретный вид модифицированного вращением течения в канале зависит от величины и соотношения Re и K . Однако можно выделить следующие общие и наиболее характерные черты происходящей перестройки. Вторичное течение, развитие которого обусловлено неоднородностью распределения силы Кориолиса по линиям, параллельным оси вращения, имеет вид парного вихря, при этом средняя плоскость канала, перпендикулярная оси вращения, является плоскостью симметрии. Относительная величина поперечных компонент скорости достигает максимума при значениях комплекса $Re_\omega = \omega h^2 / \nu = \kappa^2 K Re$ порядка десятков, а при $Re_\omega \gg 1$ убывает примерно как $Re_\omega^{-1/2}$ [5]. При больших κ вторичное течение сосредоточено около узких сторон. Обратное действие вторичного течения на поток в основном направлении проявляется в смещении максимума продольной составляющей скорости к стороне повышенного давления (набегающей на жидкость стенке) и в выделении ядра потока, в котором распределение продольной и одной из поперечных компонент скорости однородно по направлениям, параллельным оси вращения.

Выделение ядра даже в случае каналов с отношением сторон порядка единицы позволяет при качественных рассуждениях рассматривать значительную область течения как часть безграничного по двум направлениям плоскопараллельного потока со сдвигом скорости в направлении, перпендикулярном оси вращения. В таком течении возникает механизм подавления или развития возмущений, аналогичный проявляющемуся в хорошо изученных течениях с круговыми линиями тока. Поток дестабилизируется в области, в которой скалярное произведение векторов угловой скорости и абсолютной завихренности отрицательно, и, наоборот, более устойчив там, где это произведение положительно. В области дестабилизирующего действия основное течение наименее устойчиво к возмущениям

в виде продольно ориентированных вихрей Тэйлора — Гертлера. Расчеты [1, 2] показывают, что при фиксированном Re возмущения рассматриваемого вида развиваются лишь в ограниченном диапазоне значений параметра K , уширяющемся с ростом Re . Полезно отметить также, что длина волны наиболее опасных возмущений уменьшается с ростом K .

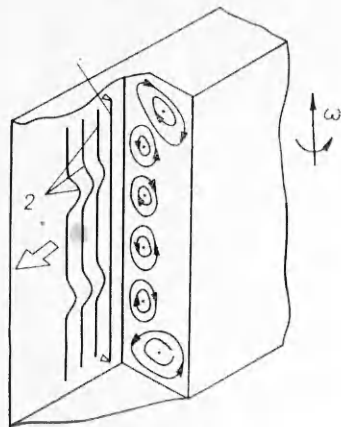
Результаты многочисленных исследований родственного течения в зазоре между двумя круговыми цилиндрами, внутренний из которых вращается, приводят к естественному заключению, что и в случае течения по вращающемуся каналу с отношением κ порядка единицы отброшенное при качественном анализе вида неустойчивости влияние боковых стенок существенно изменяет условия развития возмущений по сравнению с идеализированной постановкой [1, 2].

Для экспериментального исследования данного вопроса методами визуализации течения использовались четыре канала прямоугольного сечения, изготовленные из прозрачного плексигласа. Каналы поочередно устанавливались на раму, вращающуюся вокруг вертикальной оси с угловой скоростью $\omega = 0-3$ рад/с. Оси каналов располагались в плоскости, нормальной к оси вращения. Известно, что в изотермических потоках нежимаемой жидкости параллельный перенос исследуемой области течения во вращающейся системе координат не сказывается на характеристиках поля скорости [7]. В целях удобства проведения экспериментов ось канала была смещена от оси вращения на 250—300 мм. На вращающейся раме размещались также необходимая электронная аппаратура и элементы оптической системы. Большинство экспериментов проведено с применением метода водородных пузырьков [8], основанного на электрохимическом разложении воды. Рабочей средой служила водопроводная вода, из которой предварительно удалялся растворенный газ. Вода циркулировала по гидравлической системе с автоматической подкачкой в напорный бак. Специальное переходное устройство обеспечивало подачу и отвод жидкости с вращающейся рамы. Расход измерялся по перепаду давления на мерной шайбе, расположенной в неподвижной системе, погрешность определения расхода оценивается величиной 3%.

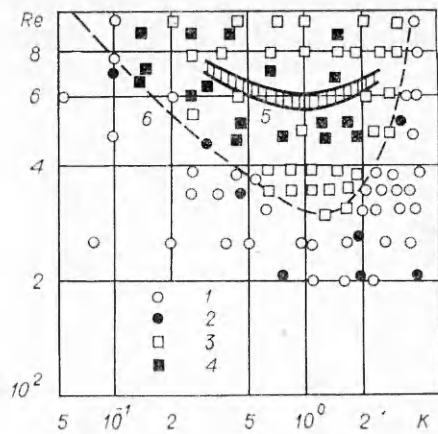
Канал квадратного поперечного сечения имел размеры $30 \times 30 \times 800$ мм. Торцы канала выходили в две одинаковые прямоугольные камеры размерами $140 \times 100 \times 40$ мм, узкие стороны которых параллельны оси канала. Подача (отвод) воды в камеру осуществлялась через отверстие диаметром 20 мм, просверленное в стенке камеры, перпендикулярной оси канала. На входе в канал устанавливались вставки, формирующие начальные условия течения. Применялись два вида вставок. Вставки первого типа выполнялись в форме хонейкомба, содержащего набор тонкостенных трубочек (диаметр 2 мм, длина 15 мм) и одну — три сетки с различными ячейками. Вставки второго типа представляли собой поролоновые прямоугольные параллелепипеды длиной 30 мм. Наблюдения за потоком проводились в области, удаленной от выхода из вставок на расстояние, большее 450 мм.

Три других канала, каждый длиной 800 мм, имели прямоугольные сечения $h \times l$ размерами 90×45 мм; $90 \times 22,5$ мм; $90 \times 12,5$ мм; отношение сторон сечения $\kappa = 2; 4; 7,2$. Эти каналы не снабжались торцевыми камерами, а закрывались с торцов глухими крышками. Подача (отвод) воды в канал осуществлялась через отверстия диаметром 20 мм, просверленные в широкой стенке канала с центром на расстоянии 30 мм от торцов. Ниже по потоку от входного отверстия на расстоянии 60 мм от торца устанавливалась поролоновая вставка длиной 40 мм. Наблюдения за потоком велись в области, удаленной от выхода из вставки на расстояние, большее 400 мм.

При использовании метода водородных пузырьков в канал через трубочки с уплотнениями вводилась вольфрамовая нить диаметром 20 мкм, которая служила катодом (фиг. 1, линия 1). Анод, выполненный из пластинки нержавеющей стали, располагался ниже по потоку на 60—90 мм от исследуемого сечения. Специальный генератор выдавал импульсы дли-



Фиг. 1



Фиг. 2

тельностью 0,2—50 мс с амплитудой напряжения 25—100 В. Частота следования импульсов составляла 0,5—10 Гц. При подаче периодического импульсного напряжения с тонкой вольфрамовой нити срываются и увлекаются потоком ряды маркирующих частиц — водородных пузырьков (фиг. 1, линии 2). Эти ряды, представляющие собой пелену водородных пузырьков, образуют временные линии течения, так как диаметр пузырьков водорода, не превышающий диаметра нити, мал и релаксационные эффекты, а также всплытие пузырьков в полях объемных сил незначительны.

Регистрация проекций временных линий на плоскость, параллельную стороне повышенного давления, производилась фотоаппаратом, вращающимся вместе с каналом. Выбранный диапазон изменения угловой скорости позволял вести и непосредственные визуальные наблюдения временных линий.

При исследовании течения в канале квадратного сечения применялся также метод введения в поток подкрашивающей жидкости нейтральной плавучести — смеси анилиновых чернил со спиртом. Краска вытекала из трубочки с внешним диаметром 0,7 мм, пропущенных через сторону повышенного давления в средней плоскости канала.

Для основного устойчивого течения уже небольшая интенсивность вращения приводит к прямолинейности временных линий, сходящих с параллельной оси вращения нити, исключая короткие участки непосредственно у перпендикулярных нити стенок. Если временные линии генерируются нитью, расположенной на малом расстоянии от набегающей стенки, то развитие вихрей Тэйлора — Герглера сопровождается образованием на временных линиях характерных провалов, показывающих местонахождение области течения, направленного от стенки внутрь канала (см. фиг. 1). На некоторых режимах провал нивелируется по мере удаления временных линий от нити и даже переходит в выступ примерно той же ширины. Эти изменения в конфигурации временных линий связаны с перемещением маркирующих водородных пузырьков вместе с жидкостью в область, где превалирует ускорение продольного движения соответствующей дополнительной компонентной силы Кориолиса, возникающей одновременно с развитием течения в вихрях. Число провалов (выступов) временных линий показывает количество пар вихрей Тэйлора — Герглера.

Картина временных линий, сформировавшаяся в результате развития вихревых ячеистых структур, стационарна в ограниченной области изменения определяющих критериев Re , K . Начиная с некоторого значения числа Рейнольдса, линии, соединяющие центры провалов (выступов), совершают колебательные движения в плоскости, параллельной набегающей стенке, а небольшое дальнейшее увеличение Re приводит к

визуально нерегулярному характеру течения. Аналогичные изменения происходят и с конфигурациями струек окрашенной жидкости.

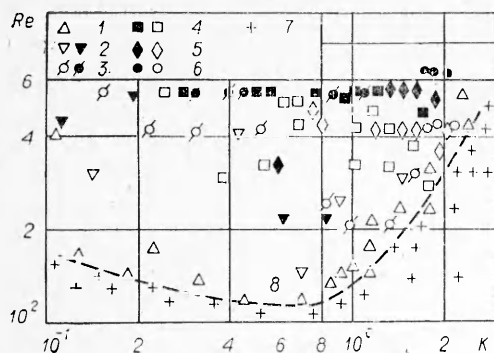
На фиг. 2 сведены результаты визуализации потока в канале квадратного сечения. Цифры 1, 2 соответствуют режимам, в которых не наблюдалось образования продольно ориентированных ячеистых структур типа вихрей Тэйлора — Гертлера, 3, 4 показывают состояния потока с развившимися у стороны повышенного давления возмущениями без разграничения на стационарные и нестационарные. Заштрихованная область 5 представляет границу, выше которой вихри теряют стационарный характер. Аппроксимирующая кривая 6 разделяет области устойчивого и неустойчивого основного течения. Точки 2, 4 соответствуют данным, полученным методом водородных пузырьков, 1, 3 — результатам наблюдения за струйками окрашенной жидкости. Отметим также, что при визуализации водородными пузырьками использовалась поролюновая входная вставка, в то время как наблюдения за окрашенными частицами велись при установленной на входе вставку типа хонейкомба. Из фиг. 2 видно, что результаты двух методик хорошо согласуются.

В проведенных экспериментах с каналом квадратного сечения временные линии указывали на образование только одной пары вихрей Тэйлора — Гертлера. Таким образом, к парному вихрю основного течения добавляется еще одна пара продольно ориентированных вихрей, прилегающая к стороне повышенного давления. Отметим, что переход от двухвихревой к четырехвихревой структуре течения наблюдается и в родственном случае искривленного канала квадратного поперечного сечения [9]. Наблюдения за струйками краски, совершающими спиралевидное движение, показало, что размер области, занимаемой образовавшимися дополнительными вихрями, никогда не превышал половины сечения канала. Особенно наглядными были картины, просматриваемые вдоль канала через прозрачные стенки торцевых камер.

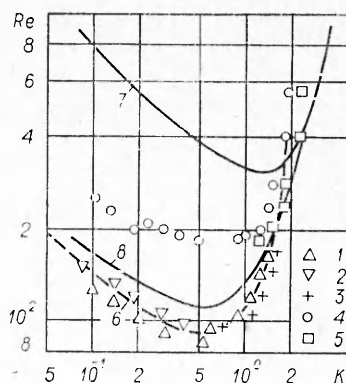
На фиг. 3 представлены экспериментальные данные для канала с отношением сторон $\kappa = 4$. Цифры 1—6 показывают соответственно количество образующихся пар вихрей Тэйлора — Гертлера. Зачерненные точки показывают нестационарность картины временных линий. Точки 7 соответствуют режимам течения, в которых провалов на временных линиях не обнаруживается. Аппроксимирующая кривая 8 разделяет области устойчивого и неустойчивого основного потока. Отметим, что при переходе определяющих критериев через критические значения, осуществляемом в экспериментах, как правило, постепенным изменением угловой скорости вращения, время развития или исчезновения провалов было довольно большим (до 30 с), что обуславливало необходимость длительных непосредственных наблюдений.

На фиг. 3 просматриваются тенденции к увеличению количества пар вихрей как с ростом K при $Re = \text{const}$, так и с увеличением Re при $K = \text{const}$. Первая из тенденций находится в соответствии с результатами линейного анализа [1, 2], вторая обусловлена ослаблением концевых эффектов с ростом комплекса $Re_{\omega} = \kappa^2 K Re$.

Немонотонность в изменении числа образующихся пар вихрей связана, очевидно, с неединственностью возможных устойчивых состояний, процесс формирования которых чувствителен к способу установления выбранных значений критериев потока. Подобные эффекты, выступающие как проявление бифуркаций течения, ярко демонстрируются исследованием [10] кругового течения Куэтта в кольцевом зазоре относительно небольшого удлинения. Заметим в связи с этим, что в наших экспериментах процесс разгона, т. е. установления значений Re и K , в должной мере не контролировался. Бифуркационными явлениями можно объяснить и факт нестационарности картины временных линий при некоторых парах Re , K в области ниже $Re = 500$, в которой для подавляющего большинства других режимов течение стационарно. Действительно, при приближении к бифуркационным кривым на плоскости Re , K уже небольшие возмущения могут резко перевести поток в другое состояние, а так как в ус-



Фиг. 3



Фиг. 4

тановке наблюдались небольшие колебания расхода через канал (до 3%), то они, видимо, и служили причиной попеременной установки той или иной формы течения, отмечаемой как нестационарность потока в целом.

Более полное изучение бифуркационных явлений в течениях рассматриваемого типа требует постановки специальных, весьма тонких экспериментов.

Фиг. 4 содержит результаты визуализации течения в каналах с $\kappa = 7,2$ (точки 1—3) и $\kappa = 2$ (точки 4, 5). Исследования ограничивались в основном фиксацией путем непосредственных наблюдений начала образования (1, 4) одного провала на временных линиях при медленном постепенном увеличении угловой скорости вращения и далее условий исчезновения (3, 5) провала при переходе через вторую ветвь границы устойчивости. Точки 2 показывают начало образования двух пар вихрей в канале с $\kappa = 7,2$.

Кривая б на фиг. 4, построенная по результатам расчетов [2], является геометрическим местом точек нейтральной устойчивости наиболее опасных возмущений во вращающемся плоскопараллельном канале. Видно, что экспериментальные данные для $\kappa = 7,2$ хорошо согласуются с результатами линейной теории. Кривые 7, 8 перенесены с фиг. 2, 3, где они помечены соответственно цифрами 6, 8. Наблюдающееся повышение предела устойчивости основного течения с уменьшением κ обусловлено главным образом смещением (за счет вторичного течения) максимума продольной составляющей скорости к стороне повышенного давления, т. е. уменьшением характерного поперечного размера области потока, в которой вращение оказывает дестабилизирующее действие.

Поступила 13 X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Hart J. E. Instability and secondary motion in a rotating channel flow. — J. Fluid Mech., 1971, vol. 45, p. 341.
2. Lezius D. K. Finite difference solution of Taylor instabilities in viscous plane flow. — Comput. and Fluids, 1975, vol. 3, p. 103.
3. Ludwig H. Die ausgebildete Kanalströmung in einem rotierenden System. — Ing.-Archiv, 1951, Bd 19, S. 296.
4. Никольская С. Б. Ламинарное движение жидкости во вращающихся каналах. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 6.
5. Овчинников О. Н., Смирнов Е. М. Динамика потока и теплообмен во вращающемся щелеобразном канале. — Инж.-физ. журн., 1978, т. 35, № 1.
6. Schilling R., Marcinowski H. Untersuchung des Druckverlustes und des Wärmeüberganges in rotierenden Kanälen mit rechteckigem Querschnitt. — In: Recent Developments in Theor. and Experim. Fluid Mech. Berlin, 1979.
7. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. М.: Гидрометеоиздат, 1975.
8. Шрауб, Клайн и др. Непользование пузырьков водорода для количественного изучения изменяющихся во времени полей скоростей в низкоскоростных водяных

- потоках. — Труды Америк. о-ва инж.-механиков. Теор. основы инж. расчетов, 1965, т. 87, № 2.
9. Чжен, Линь, Оу. Полностью развитое ламинарное течение в криволинейных каналах прямоугольного поперечного сечения. — Труды Америк. о-ва инж.-механиков. Теор. основы инж. расчетов, 1976, т. 98, № 1.
10. Benjamin T. B. Bifurcation phenomena in steady flows of a viscous fluid. Pt II. Experiment. — Proc. Roy. Soc. London, 1978, vol. A359, p. 27.

УДК 536.25

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ТОНКОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ, ЛОКАЛЬНО НАГРЕВАЕМОМ СВЕРХУ

Ю. В. Саночкин
(Москва)

Явление термокапиллярной конвекции было рассмотрено в [1] на примере движения тонкого слоя жидкости в средней части плоской кюветы, противоположные стенки которой поддерживаются при разных температурах, в предположении постоянной толщины слоя. Уравнение переноса тепла в жидкости не привлекалось, и на свободной поверхности постулировалось линейное распределение температуры. На эту непоследовательность было обращено внимание в [2], где решена аналогичная задача о движении жидкости под действием примеси поверхностно-активного вещества. В [3] учтено влияние силы тяжести и деформации свободной поверхности жидкости в задаче [1]. Наконец, в [4] найдено точное решение уравнений свободной конвекции для плоского слоя жидкости с постоянным вдоль слоя градиентом температуры. Наряду с капиллярной рассматривалась обычная тепловая конвекция. Как и в [5], найдено, что в достаточно тонких слоях жидкости (< 1 см) преобладает термокапиллярный механизм конвекции. Профиль скорости течения для случая термокапиллярного движения совпадает с полученным в [1]. Физически решение [4] соответствует мало реалистическому случаю слоя жидкости, подогреваемого снизу так, что при неоднородном распределении температуры на границах слоя поток тепла через них однороден.

Цель данной работы — рассмотрение установившегося двумерного термокапиллярного движения, возникающего в тонком слое жидкости вследствие локального нагрева ее сверху. Конвекцию за счет архимедовых сил в этом случае можно не учитывать. Поля скоростей и температуры жидкости определяются в предположении, что толщина слоя h много меньше характерного продольного размера течения l , что дает возможность воспользоваться упрощениями теории пограничного слоя. В первом приближении не будем учитывать также деформации свободной поверхности жидкости. Слой жидкости, ограниченный свободной поверхностью ($y = 0$) и твердой стенкой ($y = -h$), нагревается локально со стороны свободной поверхности. Направив ось x против градиента температуры вдоль слоя, рассмотрим конвекцию в области $x > 0$, отстоящей от места нагрева на расстоянии $\geq h$, где не сказываются влияние зоны поворота потока и детали осуществления способа нагрева. В соответствии с этим при $x \geq 0$ задаются условие $\partial T / \partial y = 0$ на свободной поверхности и разность температур $\Delta T = T_0 - T_w$ поперек слоя в начальном сечении $x = 0$. Температура дна кюветы T_w предполагается постоянной, что соответствует контакту жидкости с хорошим проводником тепла большого размера или контакту жидкой и твердой фаз одного вещества. Уравнения стационарной свободной конвекции в рассматриваемом случае и граничные условия имеют вид

$$(1) \quad \begin{aligned} \partial u / \partial x + \partial v / \partial y &= 0, \quad \partial p / \partial x = \eta \partial^2 u / \partial y^2, \quad \partial p / \partial y = 0, \\ u \partial T / \partial x + v \partial T / \partial y &= \chi \partial^2 T / \partial y^2; \end{aligned}$$

$$(2) \quad \begin{aligned} T|_{y=-h} &= T_w, \quad \partial T / \partial y|_{y=0} = 0, \quad \eta \partial u / \partial y|_{y=0} = d\sigma / dx = -\alpha \partial T / \partial x|_{y=0}, \\ u|_{y=-h} &= v|_{y=-h} = 0, \quad v|_{y=0} = 0, \end{aligned}$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения; $\alpha = -d\sigma/dT = \text{const}$. В (1) опущены инерционные члены в уравнении движения. Условия,