

УДК 532.5.013.4:536.25

ТЕРМОКОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРОДОЛЬНОГО ТЕЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ

ПУТИН Г. Ф.

Экспериментально изучена конвекция в подогреваемой снизу вертикальной щелевой полости при продольном горизонтальном продуве. Показано, что конвективная устойчивость такого течения существенно повышается с увеличением его скорости. При медленном прокачивании с ростом перепада температур на прямолинейное течение накладывается сначала монотонная, а затем — автоколебательная конвекция. При больших скоростях потока неустойчивость сразу носит колебательный характер. Построена диаграмма режимов течения, описана эволюция надкритических структур.

Условия возникновения гравитационной конвекции в подогреваемых снизу потоках изучались ранее для поперечного течения в вертикальном и для продольного — в горизонтальном слоях [1] и в параллелепипедах [2]. Когда поперечные к направлению прокачивания размеры области велики, образуются стационарные конвективные валы, ориентированные по потоку. Колебательная неустойчивость возможна в узкой полости, если оси валов и вынужденное течение ортогональны. Поэтому для изучения такой неустойчивости в данной работе используется вертикальная щель (ячейка Хеле — Шоу), где это условие выполняется в широком диапазоне определяющих параметров. Свободная конвекция в такой полости описана в [3].

Вынужденный поток при подогреве снизу устойчив, когда градиент температуры в нем однороден, направлен вертикально и не превышает некоторого критического значения. Экспериментальная установка, позволявшая создавать в щелевой полости достаточно однородное по вертикали продольное течение, удовлетворяющее таким условиям подогрева, состояла из вертикальной латунной пластины и плексигласового блока, между которыми зажималась плексигласовая рамка толщиной $4,30 \pm 0,02$ мм с прямоугольным отверстием высотой 47 и длиной 150 мм. Вертикальные медные сетки, установленные на расстоянии 24 мм одна от другой в средней части рамки, ограничивали с узких боковых сторон рабочую полость, имеющую, таким образом, размеры $47 \times 24 \times 4,3$ мм³.

В верхней и нижней частях пластины имелись горизонтальные каналы. По верхним каналам циркулировала охлажденная, а по нижним — нагретая вода от термостатов, благодаря чему в пластине создавался градиент температуры, направленный вниз. Поскольку толщина полости на порядок меньше высоты, в случае, когда разность температур между горизонтальными границами невелика, а средняя температура близка к комнатной, в жидкости устанавливался такой же градиент, что позволяло реализовать практически равновесные условия подогрева. Пространство между пластиной и блоком, за исключением рабочей полости, заполнялось горизонтальными медными трубками наружным и внутренним диаметрами 4 и 2 мм; всего в правой и левой частях модели помещалось по 16 таких трубок.

Рабочая жидкость (трансформаторное масло) подавалась в модель от устройства, обеспечивающего постоянный во времени расход, не зависящий от гидравлического сопротивления, в пределах от 10^{-3} до 1 см³/с с погрешностью менее 1%, проходила по трубчатому теплообменнику, просачивалась через сетки и удалялась через второй трубчатый теплообменник.

Так как трубки исключали конвективное перемешивание, на узких границах полости (а при градиентах температуры, меньших критического, — во всем ее объеме) создавалось однородное течение с линейным по вертикали распределением температуры. Наибольшая скорость такого течения определялась временем прогрета жидкости в трубчатом теплообменнике и составляла по оценкам 1 см/с, что на порядок:

превосходило задававшиеся в опытах скорости. Отвечающие последним числа Рейнольдса оставались на пять порядков меньше значения, соответствующего неустойчивости изотермического течения Пуазейля в плоском канале. Следовательно, гидродинамические возмущения при таких скоростях не могли нарушить его устойчивость.

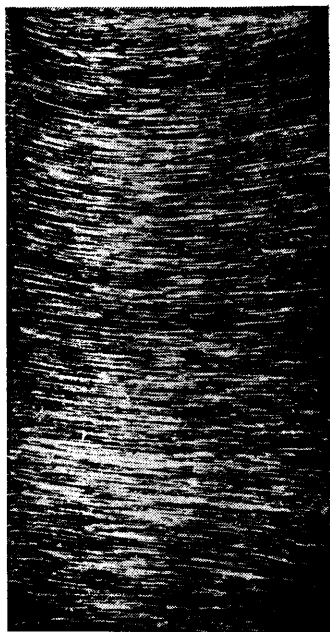
Об интенсивности и структуре конвективного движения судили по отклонениям поля температур в жидкости от равновесного (теплопроводного) распределения. Эти отклонения регистрировались термопарами, спаи которых устанавливались в среднем горизонтальном сечении полости. В дальнейшем будет использоваться разность температур Φ между центром и областью вблизи проницаемой стенки. Термопарами измерялись также разность температур T между горизонтальными границами полости и средняя температура. Для визуализации применялась алюминиевая пудра.

Независимыми критериями подобия, описывающими состояние исследуемой системы, служили числа Пекле $a=vd/\chi$ и Рэлея R , определенные через d ($2d$ — толщина щели, v — средняя скорость вынужденного течения, вычисляемая через объемный расход и площадь поперечного сечения, χ — температуропроводность жидкости). Для трансформаторного масла параметр $a=1$ отвечал скорости $v=8,3 \cdot 10^{-3}$ см/с.

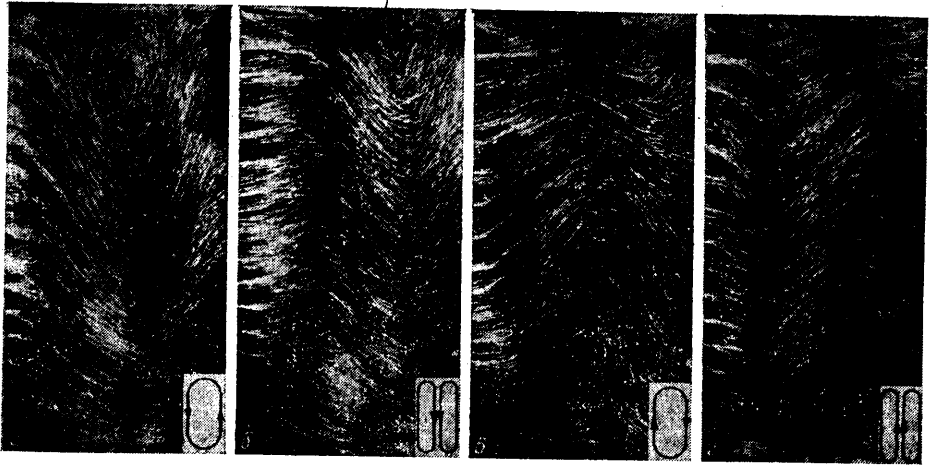
В отсутствие продува равновесие становится неустойчивым при числе Рэлея $R_1(0) = 7,8 \pm 0,1$. В результате появляется одна вращающаяся в плоскости щели стационарная конвективная ячейка (см. фотографии в работе [3]). В интервале $8,7 \leq R \leq 23$ течение разбивается по горизонтали на два стационарных вихря. При $R \geq 23$ эти вихри, оставаясь фиксированными в пространстве, периодически обмениваются интенсивностью. Для $R > 30$ характерны осцилляции, состоящие в попарном (по диагонали) переа замыкании четырех вихрей, расположенных в углах полости.

Пока вертикальный перепад температуры мал, вынужденное течение устойчиво. Фотография такого течения, соответствующая значению $R=18$ и $a=1,25$, приведена на фиг. 1 (жидкость прокачивается слева направо). Вынужденный поток довольно однороден во всем слое, а линии тока не сильно отличаются от горизонтальных прямых. Исключение составляют области, прилегающие к верхней и нижней границам, в которых траектории искривлены. Однако эти области не оказывают заметного влияния, поскольку, как будет видно из дальнейшего, неустойчивость определяется возмущениями, охватывающими весь объем.

С повышением вертикального градиента температуры вынужденное течение теряет устойчивость. Характер неустойчивости зависит от скорости потока. Если при фиксированном значении $a < a_*$, $a_* = 0,10 \pm 0,02$, увеличивать разность температур T , то по достижении критического числа Рэлея $R_1(a)$, возрастающего со скоростью вдува, на фоне равновесного потока возникает стационарная конвекция. При малых надкритичностях образуются структуры, подобные изображенным на фиг. 2, а, в, полученных неподвижным фотоаппаратом. Движение в этом случае является результатом суперпозиции горизонтального потока и одновихревого конвективного течения той или иной закрутки; ось последнего находится в центре полости (конвективная составляющая условно показана на нижних фрагментах каждого кадра; для ее выделения нужно перемещать фотоаппарат со скоростью потока).

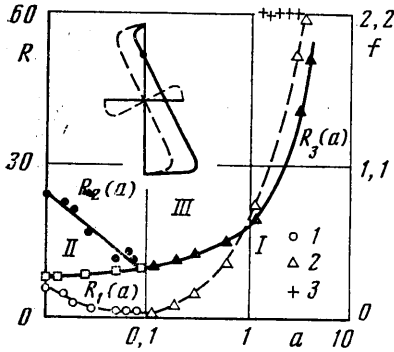


Фиг. 1



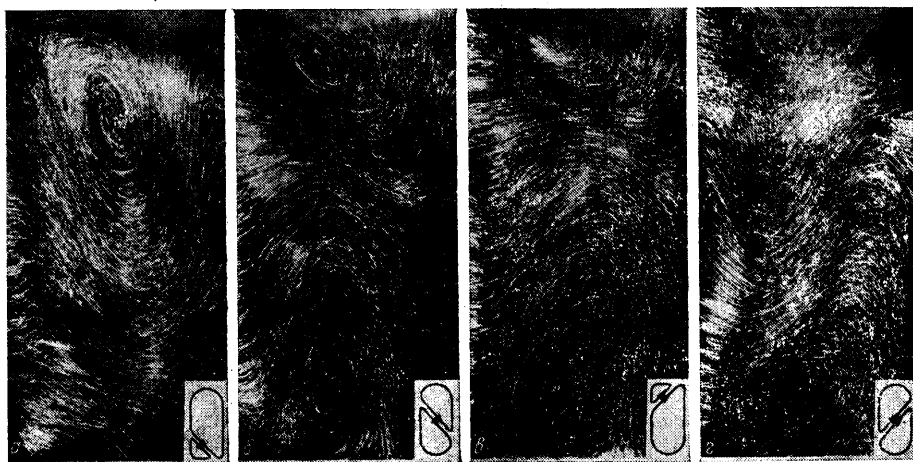
Фиг. 2

Образование картины, приведенной на фиг. 2, а, поясняет фрагмент фиг. 3. Штриховыми линиями обозначены профили конвективной скорости на осях полости. Результирующая горизонтальная скорость показана сплошной линией; вертикальная составляющая не изменяется. В итоге центр завихренности смешанного течения, изображенный на фрагменте точкой, перемещается вверх, а в нижней части, где горизонтальная скорость наибольшая, кривизна траекторий минимальна. По мере увеличения числа R интенсивность конвекции и соответственно кривизна траекторий растут, а смещение центра завихренности уменьшается. При этом элементы жидкости успевают совершить несколько оборотов, вследствие чего траектории представляют собой плоские спирали, напоминающие циклоиды, расстояние между витками которых убывает с надкритичностью. Напротив, в непосредственной близости от пороговой кривой, когда конвективная составляющая меньше вынужденной, горизонтальная скорость всюду направлена вправо и замкнутые линии не образуются. Поскольку на узких вертикальных стенках конвективная скорость обращается в нуль, линии тока всегда нормальны к этим границам. Если конвективная ячейка имеет противоположную закрутку, течение зеркально-симметрично первому относительно горизонтальной оси (фиг. 2, в).



Фиг. 3

Последующее увеличение T приводит к возбуждению двух вихрей, причем в ячейке, вращающейся против часовой стрелки, область максимальной кривизны траекторий смещается вверх, а в другой ячейке — вниз (фиг. 2, б, в). При больших закритичностях конвективная скорость значительно превосходит скорость продува и результирующая картина практически не отличается от двухвихревого течения в отсутствие прокачивания. При еще больших перепадах температуры возбуждаются сначала двухвихревые, а затем — четырехвихревые автоколебания, обсуждавшиеся выше. Стационарные величины и средние значения, относительно которых осциллирует ϕ , смещены от нуля, причем это смещение убывает с понижением числа Рэлея. Таким образом, при малых скоростях продува неустойчивость связана с монотонными возмущениями, а спектр конвективных движений имеет такой же вид, как при $a=0$ [3].



Фиг. 4

Совершенно иной характер носит конвективная неустойчивость вынужденного течения при больших скоростях ($a > a_*$). Если при фиксированном числе a из этого диапазона увеличивать вертикальную разность температур, по достижении критических условий монотонные движения не возникают, а на основное течение сразу накладывается колебательная конвекция. В довольно широком интервале чисел Рэлея колебания имеют синусоидальную форму. При заданном числе Пекле их амплитуда и частота растут с надкритичностью, причем вблизи критического значения R амплитуда убывает до нуля, а частота остается конечной. С увеличением a частота колебаний значительно повышается, а амплитуда становится модулированной. Существенно, что в отличие от ситуации, когда колебания возбуждаются на фоне монотонной конвекции, среднее значение, вблизи которого осциллирует φ при больших скоростях потока, совпадает с линией $\varphi = 0$; нулевая температура φ устанавливается также в отсутствие колебаний.

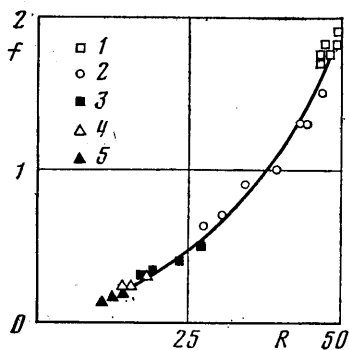
Фазы колебаний при числе Пекле $a = 1,25$ изображены через одну четверть периода на фиг. 2 ($R = 21$) и фиг. 4 ($R = 30$). При такой скорости кризис наступает при $R = 20$. При небольшой закритичности в некоторый момент устанавливается одновихревое движение, изображенное на фиг. 2, кадр *a*. Эта структура сносится потоком вправо. Одновременно у левой стенки образуется узкая ячейка с противоположным направлением вращения. Новая ячейка постепенно увеличивается, принимая размеры, одинаковые с правой (соответствующая стадия показана на кадре *b*), а затем полностью вытесняет ее (кадр *в*). После этого у левой границы возникает вихрь, вращающийся против часовой стрелки (кадр *г*); дрейфуя вместе с потоком, он увеличивается до тех пор, пока не охватит всю полость (кадр *a*). Затем вновь рождается и сносится вправо вихрь, вращающийся по часовой стрелке, и т. д.

Вблизи порога неустойчивости конвективные ячейки ориентированы вертикально, а вихри зарождаются вдоль всей левой стенки. С увеличением R ячейки появляются в шахматном порядке в левых углах (фиг. 4, кадры *a*, *в*) и разрастаются по диагонали. В промежуточных состояниях, показанных на кадрах *б* и *г*, образуются две наклонные ячейки, границы между которыми ориентированы вдоль диагоналей полости.

Таким образом, конвективные колебания, нарушающие устойчивость горизонтального течения при $a > a_*$, связаны с чередованием одно- и двухвихревых структур различной закрутки, дрейфующих в направлении основного потока. Следует подчеркнуть их отличие от осцилляций, возбуж-

дающихся при малых скоростях вдува ($a < a_*$) в надкритической области, которые связаны с пульсациями локализованных вихрей.

Результаты, полученные при различных скоростях горизонтального течения, обобщены на диаграмме фиг. 3 в плоскости число Пекле a — число Рэлея R . Точки получены экстраполяцией амплитуд соответствующих течений на нулевое значение. Линия $R_1(a)$ определяет переход от устойчивого вынужденного течения к монотонной конвекции. На линии $R_3(a)$ основной поток теряет устойчивость относительно осциллирующих возмущений. Монотонная конвекция сменяется колебательной на кривой $R_2(a)$. Как видно из графика, конвективная устойчивость горизонтального



Фиг. 5

течения значительно возрастает с увеличением его скорости; в то же время переход от монотонной конвекции к колебательной совершается при существенно меньших надкритичностях, причем, в пределах погрешности, линия $R_2(a)$ пересекает нейтральную кривую в точке a_* , где сменяется форма неустойчивости основного потока.

Кривые делят карту устойчивости на три области. В области I, ниже монотонной и колебательной нейтральных кривых $R_1(a)$ и $R_3(a)$, вынужденное течение устойчиво. В области II, заключенной между кривыми $R_1(a)$ и $R_2(a)$, на равновесное течение накладывается монотонная конвекция. При значениях параметров, принадлежащих области III, ограниченной снизу линиями $R_2(a)$ и $R_3(a)$, возбуждается колебательная конвекция. Частота колебаний на нижней границе области III в безразмерных координатах a и $f = d^2/\chi\tau$ (τ — размерный период) показана на фиг. 3 штриховой линией. Точки 1, 2 описывают частоту на линии $R_2(a)$ и на пороговой кривой $R_3(a)$. Ветви графика $f(a)$, так же как ветви $R_2(a)$ и $R_3(a)$ карты режимов конвекции, образуют V-образную кривую, имеющую минимум в точке a_* . Такая форма кривых обусловлена, по-видимому, различием в структуре колебаний на их правых и левых ветвях.

Заметим, что измерения в окрестности точки смены неустойчивости весьма сложны, поскольку амплитуды стационарного и колебательного движений малы, тогда как период осцилляций, напротив, значительно увеличивается; наибольший наблюдаемый период составлял 25 мин. Поэтому вблизи минимума кривой существенно возрастает влияние различных возмущений — неоднородности равновесного профиля скорости, пульсаций расхода и температуры и т. д.

На фиг. 5 изображена безразмерная частота $f(R)$ в зависимости от числа Рэлея для различных фиксированных скоростей прокачивания $a > a_*$, т. е. вдоль вертикальных сечений карты режимов. Точки 1—5 получены в опытах с числами Пекле 2,86; 1,16; 0,67; 0,48 и 0,37. С увеличением расхода частота нейтральных колебаний и надкритические частоты возрастают и соответствующая группа точек смещается вправо — вверх. Однако точки, отвечающие различным значениям a , группируются вблизи единственной кривой. Это означает, что в довольно широком интервале чисел Пекле частота генерации вихрей и скорость их перемещения, равная отношению длины полости к периоду колебаний, определяются только числом Рэлея и не зависят от скорости потока. Постоянство частоты $f(a)$ вдоль горизонтального разреза $R=60$ диаграммы иллюстрируют точки 3 на фиг. 3.

Как показывают переходные участки термозаписей, время преобразования одного установившегося течения в другое после изменения перепада температур или скорости продува в тех случаях, когда конечный режим

оказывается далеко от разделительных линий диаграммы конвекции фиг. 3, составляет несколько минут, т. е. сопоставимо с характерной единицей времени $d^2/\chi=2,5 \cdot 10^3$ с. Однако с приближением параметров R и a конечного состояния к пороговым кривым это время возрастает до 3–5 ч. и более. Внутри колебательной области III диаграммы понижение надкритичности сопровождается экспоненциальным убыванием амплитуды переходных осцилляций во времени. Если в пределах этой области за критичность увеличивается, а также если система попадает в нее снизу, из областей устойчивого течения I или монотонной конвекции II, переходные осцилляции на начальном этапе растут экспоненциально, а затем достигают насыщения по корневому закону. При фиксированной скорости продува a показатели экспонент нарастания и убывания пропорциональны удалению конечного режима от пороговой кривой $R_3(a)$ по вертикали, а при заданном R — по горизонтали.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Пугин Г. Ф. О термоконвективной неустойчивости горизонтальных течений.— Докл. АН СССР, 1980, т. 253, № 6, с. 1333–1335.
3. Пугин Г. Ф., Ткачева Е. А. Экспериментальное исследование надкритических конвективных движений в ячейке Хеле — Шоу.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1, с. 3–8.

Пермь

Поступила в редакцию
6.I.1983