

УДК 532.5.013.4 : 536.25

НАДКРИТИЧЕСКИЕ КОНВЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В КОРОТКОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ЦИЛИНДРЕ

Г. П. БОГАТЫРЕВ, В. Г. ГИЛЕВ

(Пермь)

В результате кризиса механического равновесия подогреваемой снизу жидкости в замкнутой полости возникает монотонное конвективное движение, спектр которого зависит от формы полости. С увеличением числа Рэлея стационарное движение становится неустойчивым: в жидкости возникают периодические конвективные колебания, которые с ростом надкритичности сменяются нерегулярными колебаниями. В некоторых случаях [1, 2] нерегулярные колебания устанавливаются непосредственно после монотонного движения. Исследование временных характеристик этих колебаний, занимающих промежуточное положение между упорядоченным движением и развитой турбулентностью, представляет интерес для понимания природы турбулентности [3-5]. В соответствии с моделью Ландау — Хопфа возникающие колебания носят квазипериодический характер, а по модели, которую впервые предложил Лоренц, являются стохастическими со странным аттрактором (хаотическое притягивающее множество) в фазовом пространстве.

В данной работе исследуются развитие надкритических движений и характер нерегулярных конвективных колебаний жидкости в горизонтальном цилиндре диаметром 30.9 ± 0.1 мм и длиной 4.7 ± 0.01 мм. Цилиндр ограничивался с торцов двумя вертикальными латунными пластинами размером $110 \times 90 \times 9$ мм, между которыми помещалась плексигласовая прокладка с круглым вырезом, определяющая размеры и форму полости. Пластины были оборудованы нагревателем внизу и холодильником сверху, разность температур между которыми задавалась с помощью двух струйных ультратермостатов. Вертикальный градиент температуры в пластинах измерялся термомпарами. Чтобы обеспечить его однородность, модель помещалась в охранный кожух в форме прямоугольного параллелепипеда, изготовленный из листовой меди толщиной 1 мм. Вверху кожух соединялся с холодильником, а внизу с нагревателем. Воздушный зазор между стенками кожуха и латунными пластинами составлял около 1 мм. Для уменьшения теплоотдачи кожух помещался в пенопластовый блок. По горизонтальному диаметру полости на равном расстоянии друг от друга располагались спай одиннадцати медно-константановых термопар. Размер спаев не превышал 0.25 мм. Общий спай находился в среднем горизонтальном сечении одной из латунных пластин. Электродвижущая сила термопар, измеряемая зеркальными гальванометрами, непрерывно записывалась на движущуюся фотобумагу.

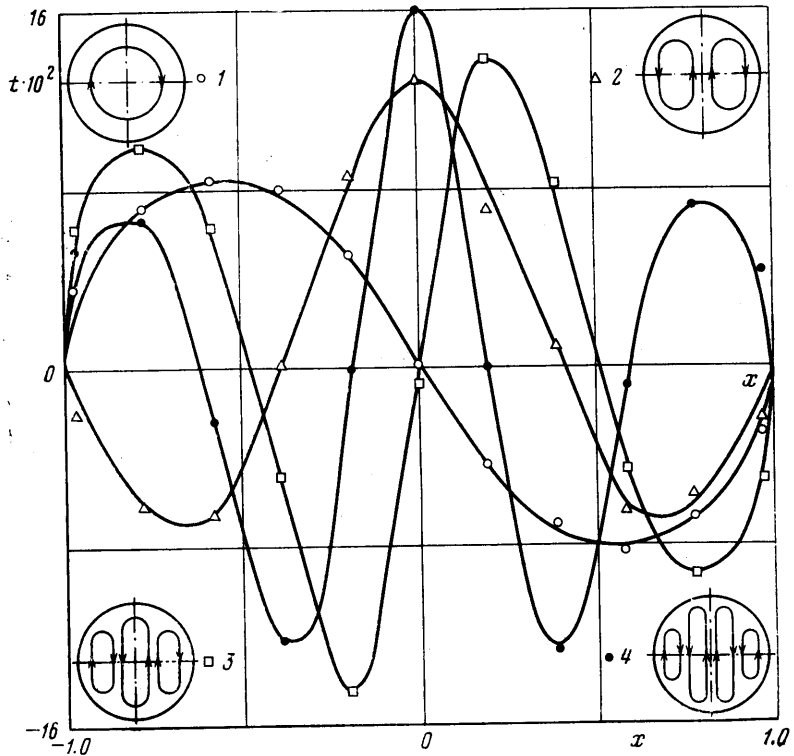
Все измерения выполнялись в стационарном режиме при постоянной средней температуре жидкости в полости. Большинство опытов было проведено с дистиллированной водой. При визуальном изучении структуры конвективных движений модель заполнялась трансформаторным маслом со светорассеивающими частицами алюминиевой пудры, а одна из вертикальных латунных пластин заменялась на прозрачную плексигласовую.

Конвективное движение жидкости в рассматриваемой полости возникает при числе Рэлея $R = 13.1 \pm 0.2$ (число Рэлея определено через полуширину полости и вертикальный градиент температуры). Первое критическое движение является двухъчейстым (фрагмент 2 фиг. 1); по вертикальному диаметру жидкость поднимается (опускается), а у боковых стенок цилиндра движется в противоположном направлении. Помимо двухъчейстого в опытах наблюдались также трех- и четырехъчейстое движения (фрагменты 3 и 4 фиг. 1), возникающие с увеличением R при числах Рэлея соответственно 23.0 и 35.0. Направление циркуляции жидкости в ячейках для каждого из движений устанавливалось случайным образом. Следует отметить, что с уменьшением R обратные переходы от четырехъчейстого к трехъчейстому и от трехъчейстого к двухъчейстому движениям происходят при меньших числах Рэлея: 26.7 и 20.1.

Распределение температуры вдоль горизонтального диаметра для критических движений изображено на фиг. 1, где t — отклонение температуры от равновесной, отнесенное к перепаду температуры на концах вертикального диаметра, x — расстояние от центра полости, отнесенное к радиусу цилиндра. Значение максимальной амплитуды профиля температуры t_m растет с увеличением числа Рэлея до $R = 45$, а затем медленно уменьшается.

Одноъчейстое движение, определяющее нижний уровень неустойчивости жидкости в длинном горизонтальном цилиндре [6], не является критическим для короткого кругового цилиндра и при строго вертикальном градиенте температуры в опытах не наблюдалось. Если модель повернуть на некоторый угол α вокруг горизонтальной оси цилиндра, так что появится горизонтальная составляющая градиента

температуры, то при $R < 13.1$ термопарами регистрируется распределение температуры, характерное для одноячейного движения. При $R > 13.1$ с увеличением α двух- и трехъячейное движение переходит в одноячейное, причем для двухъячейного движения критический угол α , при котором происходит перестройка структуры, значительно меньше, чем для трехъячейного. Четырехъячейное движение с увеличением угла поворота сменяется трехъячейным. С уменьшением угла наклона наблюдаются обратные переходы, происходящие, однако, при меньших значениях углов.



Фиг. 1

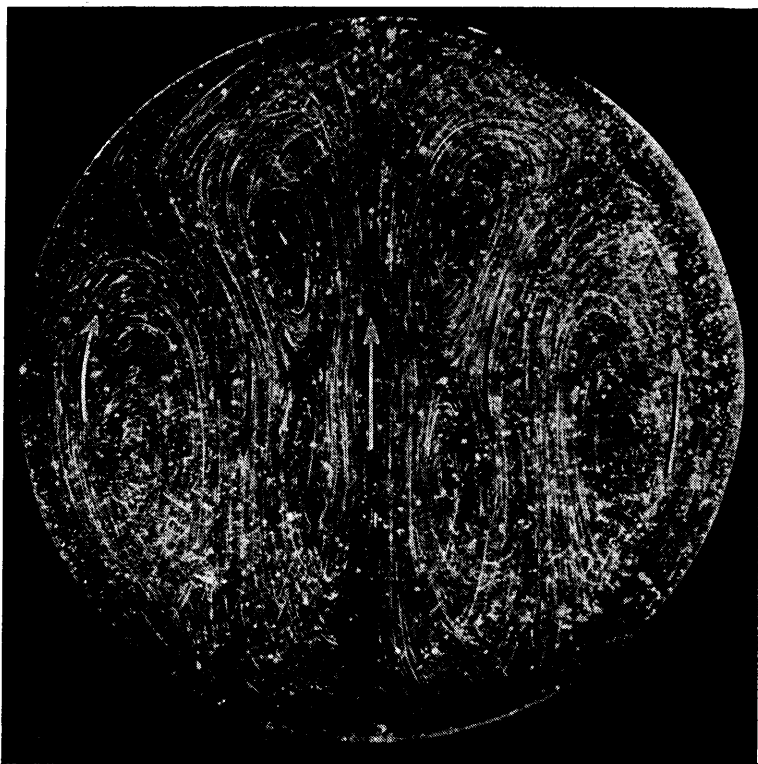
Распределение температуры в случае одноячейного движения, изображенного на фиг. 1, фрагмент 1, получено в опыте при $\alpha = 1^\circ$ и $R = 13.5$.

Визуальными наблюдениями установлено, что при $\alpha = 0$ центры вихрей развитого двухъячейного движения смещены относительно горизонтального диаметра в направлении движения жидкости в середине полости. Аналогичное смещение имеет место в замкнутых полостях иной формы [7, 8]. С повышением надкритичности вертикальное смещение вихрей увеличивается, что приводит к относительному уменьшению интенсивности движения в противоположной половине полости. При достаточно большом R в области с замедленным движением вблизи боковой границы возникает третья конвективная ячейка, которая затем в условиях $R = \text{const}$ начинает расти. В результате происходит выравнивание интенсивностей и размеров боковых вихрей и устанавливается новый стационарный трехъячейный режим.

Одновременно внутри центральной ячейки по разные стороны от горизонтального диаметра формируются два вихря небольшой интенсивности. Центры боковых вихрей всегда смещены относительно горизонтального диаметра в направлении смежных с ними конвективных потоков центральной ячейки. Четвертая конвективная ячейка появляется при дальнейшем увеличении R аналогично третьей. При этом если новая ячейка возникает под (над) боковым вихрем, то вдоль вертикального диаметра устанавливается восходящий (нисходящий) поток жидкости. В результате в первом случае при четырехъячейном движении центры боковых вихрей располагаются ниже горизонтального диаметра (фиг. 2), а во втором случае — выше. Внутри каждой из центральных ячеек над (под) горизонтальным диаметром зарождаются два небольших вихря, размеры и интенсивность которых растут с увеличением R .

При $R > 45$ скорость роста этих вихрей увеличивается, а интенсивность центрального потока уменьшается, что сопровождается уменьшением t_m с ростом R .

Монотонное движение теряет устойчивость при $R_* = 70 \pm 2$. Анализ многочисленных термозаписей и визуальные наблюдения показывают, что четырехъязычная структура при $R = R_*$ сначала начинает покачиваться вокруг горизонтальной оси цилиндра, а затем разрушается. По изменению профиля температуры со временем установлено, что покачивание возникает в результате суперпозиции четырехъязычного и одноязычного движений и периодического изменения интенсивности последнего.



Фиг. 2

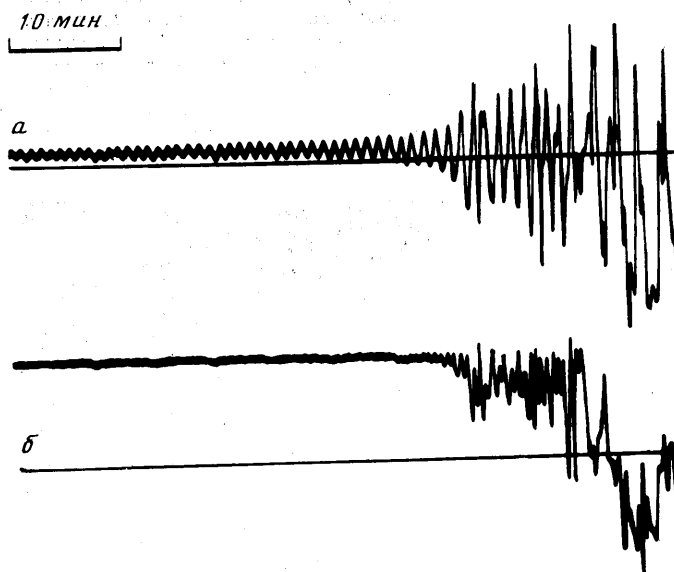
В соответствии с этим при обработке результатов эксперимента профиль температуры в среднем горизонтальном сечении полости разлагался по двум функциям: $\sin x$ (a -компонента, соответствующая одноязычному движению) и $\cos 2.5x$ (b -компонента), для которых значение аргумента x изменяется вдоль горизонтального диаметра от $-\pi$ до π . С этой целью схема подключения термопар к гальванометру была выбрана такой, что ток, протекающий по рамке гальванометра, определяется вы-

ражением
$$I = \sum_{i=1}^{11} \varepsilon_i \sigma_i / r \sigma,$$
 где ε_i — электродвижущая сила термопары, σ_i — проводимость

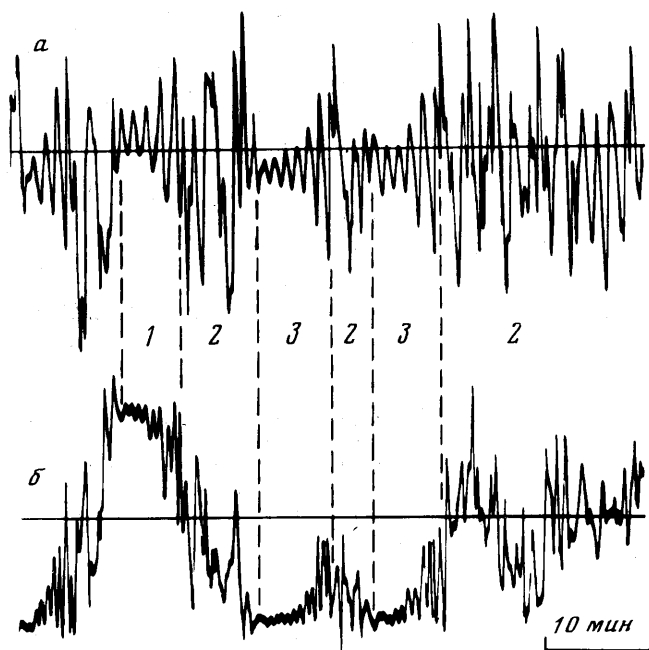
на участке цепи с термопарой, σ — полная проводимость схемы, r — сопротивление рамки гальванометра. Значения σ_i изменяются по закону функции разложения.

На фиг. 3 представлена фотозапись компонент a и b при возникновении колебаний ($R = 71$). Горизонтальные прямые на фотозаписи соответствуют нулевым показаниям гальванометров. Малые колебания компоненты a не оказывают влияния на четырехъязычную структуру движения (горизонтальный участок кривой b). При больших амплитудах сказывается, вероятно, нелинейное взаимодействие мод, так что четырехъязычное движение становится вначале пульсирующим, а затем разрушается.

После разрушения четырехъязычной структуры наблюдаемая визуально картина течения неустойчива. Образовавшиеся небольшие вихри непрерывно изменяют



Фиг. 3



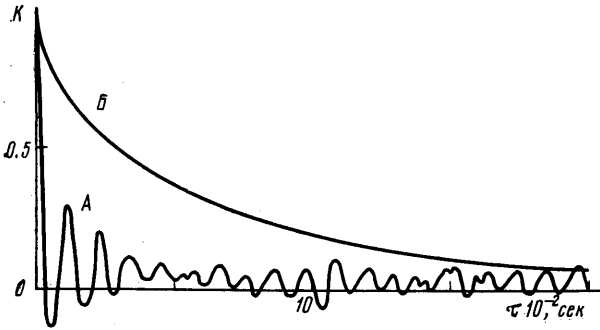
Фиг. 4

размеры и местоположение. Вблизи вертикального диаметра вверх либо вниз, либо одновременно вверх и вниз возникают и разрушаются конвективные термики. При благоприятном расположении мелкомасштабных вихрей конвективные струйки достигают противоположной границы и в полости устанавливается четырехъячейстая структура движения, которая затем опять разрушается.

На фиг. 4 представлена фотозапись колебаний компонент a и b при $R=77$. Участок 1 на фотозаписи соответствует колебательному четырехъячейстому движению

с подъемом, а участок 3 — с опусканием жидкости в средней части полости; участок 2 — переходному процессу. Характер колебаний крупномасштабной моды (кривая *a*) зависит от более мелкомасштабной структуры движения. Амплитуда колебаний компоненты *a* на участке типа 1 (3) невелика и растет со временем. После разрушения упорядоченной структуры колебания принимают вид пульсаций с большей амплитудой (участок 2), чем в предыдущем случае.

Многочисленными исследованиями установлено, что при фиксированном числе Рэлея $R > R_c$ временные интервалы, в течение которых конвективное движение находится в состояниях 1, 2 или 3, непостоянны. С увеличением R средняя продолжительность временного интервала, соответствующего участку 2, увеличивается, а для участков 1 и 3 уменьшается с одновременным уменьшением вероятности появления



Фиг. 5

участков типа 1 и 3. Напротив, с уменьшением числа Рэлея четырехъязычистое движение появляется более часто, увеличивается и время, в течение которого происходит разрушение этого движения. Следует отметить, что различие в числах Рэлея, при которых нерегулярные колебания возникают и исчезают с увеличением монотонного четырехъязычистого движения, не превышает случайных погрешностей эксперимента.

Для получения временных характеристик колебаний компоненты *a* и *b* вместо непрерывной фотозаписи применялся дискретный метод наблюдений: показания гальванометров фиксировались на кинолентку путем покадровой съемки через 10 сек в течение длительного времени (около 6 часов). По полученным экспериментальным данным для $R=77$ построены кривые автокорреляционных функций компоненты *a* и *b* (фиг. 5). Шаг по времени сдвига τ для корреляционной функции компоненты *A* составлял 20 сек, а для компоненты *b* менялся от 10 до 20 сек с увеличением τ . Корреляционная функция компоненты *a* изображается кривой колебательного типа. Амплитуда ее колебаний при небольших значениях τ быстро уменьшается. Для компоненты *a* путем разложения корреляционной функции в ряд Фурье была построена кривая зависимости спектральной плотности от частоты. На полученной кривой в диапазоне частот (0.0081–0.0093) гц значения спектральной плотности несколько больше, чем на других частотах. Значения, близкие к нулевым для каких-либо частот, на кривой отсутствуют.

Как отмечается в [4], появление стохастического движения с непрерывным спектром трудно отличить от квазипериодического движения с большим числом иррационально связанных частот. Однако в последнем случае частотный состав колебаний не изменяется со временем при постоянных внешних условиях. Как показал гармонический анализ колебаний компоненты *a*, выполненный для одного из опытов на участках типа 1 и 2 (фиг. 4) продолжительностью по 15 мин при шаге квантования 3 сек, на первом участке выделяется лишь одна гармоника с частотой 0.018 гц , тогда как на втором можно выделить более 10 гармоник. Уровень сплошного спектра во втором случае в несколько раз выше, чем в первом. Заметим, что на участках 1 и 3, как следует из фиг. 4, частоты пульсаций компоненты *a* совпадают. Поскольку корреляционная функция компоненты *b* монотонно убывает (фиг. 5), то появление участков типа 1, 2 и 3 является случайным. Таким образом, спектр колебаний компоненты *a* случайно изменяется со временем при постоянном числе Рэлея. Следовательно, эти колебания не являются квазипериодическими, так что непрерывность спектральной плотности свидетельствует о стохастичности колебаний.

В заключение отметим, что нерегулярные колебания компоненты *a* на участке 2 (фиг. 4) аналогичны колебаниям горизонтальной разности температур в среднем се-

чении вертикальном щелевой полости, имеющей форму прямоугольного параллелепипеда с отношением ширины к высоте 1:2 [8]. По-видимому, в последнем случае также имеет место модулирование мелкомасштабного движения крупномасштабной модой, интенсивность которой случайно меняется со временем.

Поступила 2 III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Ahlers G. Low-temperature studies of the Rayleigh-Benard instability and turbulence. Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 33, No. 20.
2. Зимин В. Д., Керов А. И. Конвективные колебания в подогреваемой снизу кубической полости. Уч. зап. Перм. ун-та, 1975, № 327.
3. Рабинович М. И. Стохастические автоколебания и турбулентность. Усп. физ. наук, 1978, т. 125, вып. 1.
4. Монин А. С. О природе турбулентности. Усп. физ. наук, 1978, т. 125, вып. 1.
5. Martin P. C. Instabilities, oscillations and chaos. J. Phys. (France), 1976, vol. 37, No. 1, Suppl.
6. Гершуни Г. Э., Жуховский Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., «Наука», 1972.
7. Бабский В. Г., Копачевский Н. Д., Мышкис А. Д., Слобожанин Л. А., Трюцов А. Д. Гидромеханика невесомости. М., «Наука», 1976.
8. Liang S. F., Vidal A. Andreas Acrivos. Buoyancy-driven convection in cylindrical geometries. J. Fluid Mech., 1969, vol. 36, pt 2.
9. Любимов Д. В., Пугин Г. Ф., Чернагинский В. И. О конвективных движениях в ячейке Хеле-Шоу. Докл. АН СССР, 1977, т. 235, № 3.

УДК 532.51

СТАЦИОНАРНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ НА ПЛЕНКЕ, СТЕКАЮЩЕЙ ПО НАКЛОННОЙ ПЛОСКОСТИ

О. Ю. ЦВЕЛОДУБ

(Новосибирск)

При малых расходах изучение длинноволновых возмущений сводится к решению нелинейного приближенного уравнения, описывающего изменение толщины пленки [1-3]. Установившиеся волны аналитически удается получить только для величин волновых чисел α , близких к значению нейтрального по линейной теории волнового числа α_n [1, 2].

Численно периодические решения были построены для конечного интервала волновых чисел $0.5\alpha_n \leq \alpha \leq \alpha_n$ в работе [4]. В настоящей работе эти решения найдены почти во всей неустойчивой по линейной теории области волновых чисел $0 \leq \alpha \leq \alpha_n$. В частности, получены солитонные решения данного уравнения. Данные результаты частично были опубликованы в [5].

1. В системе отсчета, движущейся с удвоенной скоростью поверхности $2V_0$, уравнение, описывающее поведение плоских возмущений ($h=h(x, t)$), имеет вид [2, 3]:

$$(1.1) \quad h_t + 4hh_x + \frac{8}{15}(\text{Re} - 1.25 \text{tg } \beta)h_{xx} + \frac{2}{3}\text{We} h_{xxxx} = 0$$

$$\text{Re} = \frac{V_0 h_0}{\nu}, \quad \text{We}^{-1} = \frac{\rho g h_0^2 \cos \beta}{\sigma}$$

Здесь h — безразмерное отклонение поверхности пленки от невозмущенного уровня, индексы при h означают дифференцирование по соответствующей переменной, β — угол между плоскостью течения и вертикалью, Re и We — числа Рейнольдса и Вебера, h_0 — толщина невозмущенной пленки, V_0 — скорость жидкости на ее поверхности.