

8. Налимов В. И., Плотников П. И. Нерегулярные задачи на собственные значения и эффект волновода // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики.— 1973.— Вып. 23.
9. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции.— М.: Наука, 1964.

г. Новосибирск

Поступила 6/IX 1988 г.,  
в окончательном варианте — 10/III 1989 г.

УДК 532.51

А. М. Батчаев

## РЕЖИМЫ АВТОКОЛЕБАНИЙ В СИСТЕМЕ ЧЕТЫРЕХ КВАЗИДВУМЕРНЫХ ВИХРЕЙ

В последнее время уделяется большое внимание экспериментальному исследованию переходных процессов при возникновении турбулентности в простых гидродинамических течениях. В данной работе моделируется элементарная ячейка квазидвумерного двоякопериодического течения, родственного течению Колмогорова [1—4]. Полученные результаты могут оказаться полезными, например, в приложении к проблеме построения маломодовых систем, описывающих в основных чертах нелинейные процессы в гидродинамических течениях [2, 3].

Первичный режим течения представляет собой стационарную систему четырех квазидвумерных вихрей. Автоколебания в такой системе были впервые обнаружены при изучении конвективных движений в ячейке Хеле — Шоу [5, 6], а впоследствии и в однородной жидкости, где течение индуцировалось магнитогидродинамическим приводом [7—9].

Цель настоящей работы — дальнейшее исследование вышеуказанной системы вихрей. Течение создавалось в горизонтальной прямоугольной кювете в слоях различной толщины под действием периодической по обеим координатам МГД-силы. В частности, получена зависимость амплитуды автоколебаний от числа Рейнольдса, проведен спектральный анализ автоколебательных режимов. Рассмотрено влияние придонного трения на характеристики течения.

### 1. Лабораторное оборудование и методика проведения экспериментов.

Эксперименты проводились на установке, описанной в [9]. Течение создавалось внутри прямоугольной кюветы размерами  $24 \times 12 \times 3$  см, расположенной горизонтально на плексигласовом корпусе. Внутри корпуса симметрично находятся два трехполюсных электромагнита. Индукция магнитного поля  $\mathbf{B}$  электромагнитов в области кюветы имеет вертикальную составляющую, которую приближенно можно представить в виде

$$B_z(x, y, z) = B_0(z) \sin(2\pi x/L_x) \cos(2\pi y/L_y).$$

Здесь  $B_0(z)$  — амплитуда  $B_z(x, y, z)$  на плоскости  $z = \text{const}$ ;  $L_x = 24$  см и  $L_y = 12$  см — длина и ширина кюветы по осям  $x$  и  $y$ , лежащим на плоскости  $z = 0$  и совмещенным с двумя смежными сторонами кюветы. Ось  $z$  направлена вертикально вверх. В кювету наливается электролит (раствор  $\text{CuSO}_4$  концентрации 100 г/л). Между вделанными заподлицо в боковые стенки кюветы медными электродами пропускается электрический ток плотности  $\mathbf{j} = (0, j_y, 0)$ , на единицу массы жидкости действует сила Ампера  $\mathbf{F} = \rho^{-1}c^{-1} [\mathbf{j}, \mathbf{B}]$  ( $\rho$  — плотность электролита,  $c$  — электродинамическая постоянная, равная скорости света в вакууме). Течение определяется практически только компонентой  $F_x = \rho^{-1}c^{-1} j_y B_z$ , так как  $F_y = 0$ , а число Рейнольдса  $\text{Re}$  по  $F_z = \rho^{-1}c^{-1} j_y B_x$  в экспериментах примерно на четыре порядка меньше, чем соответствующее  $\text{Re}$  по  $F_x$  (см. п. 3). Кроме этого,  $F_z \leq 10^{-4} g$ , где  $g$  — ускорение свободного падения. Величина  $B_0(z)$  изменяется по закону, близкому к экспоненциальному. В расчетах берется ее значение на среднем уровне данного слоя электролита. Электромагнит подключен к лабораторному стабилизированному выпрямителю ТЭС-18, обеспечивающему постоянную силу тока в обмотках  $1000 \pm 3$  мА. Потребляемая мощность составляет 11 Вт. Система охлаждения сделана на базе ультратермостата У10, подключенного к внешнему водопроводу; в качестве охлаждающей жидкости использовалось транс-

форматорное масло. Температура электролита в течение одного эксперимента поддерживалась постоянной с точностью  $\pm 0,1$  °C и контролировалась медно-константановой термопарой. Питание кюветы осуществлялось от лабораторного стабилизированного выпрямителя ТЭС-20. Кювета покрыта сверху плексигласовой крышкой.

Представленные результаты получены на основе измерений разности скорости течения в двух симметричных относительно плоскости  $y = L_y/2$  точках с помощью термоанемометра, выполненного на базе двух одинаковых микротерморезисторов МТ-54М, подключенных параллельно к измерительному мосту. Терморезисторы погружались на глубину 3 мм от поверхности жидкости в точках с координатами (7,6 см; 1,2 см) и (7,6 см; 10,8 см). Точки выбраны так, чтобы диапазон  $Re$ , в котором скорость течения в них не меняет знак, был наибольшим. Для данных точек требование верно при  $Re \leq 3Re^*$ . Обтекание датчиков стационарное ( $Re \sim 10$ ). Методика позволяет, во-первых, выделить флуктуации скорости относительно среднего значения и, во-вторых, обеспечивает, как показывают оценки, почти линейную характеристику термоанемометра. Это связано с тем, что в исследуемом диапазоне  $Re$  вместе с увеличением скорости в одной из указанных точек при автоколебаниях происходит уменьшение скорости примерно на ту же величину в другой. Нелинейности характеристик, расположенных в этих точках терморезисторов, компенсируются. Снимаемый с измерительного моста сигнал через усилитель подается на вход кассетного регистратора [11]. Для контроля записи использовался осциллограф С1-82. Полученная информация затем обрабатывалась на ЭВМ. Типичная запись состоит из  $12 \cdot 10^4$  точек при частоте квантования 120 Гц. Параллельно велась запись сигнала на ленту электроизмерителя Н3030-1. Проводились также визуальные наблюдения течения. Подобная методика экспериментов применялась в [4, 9].

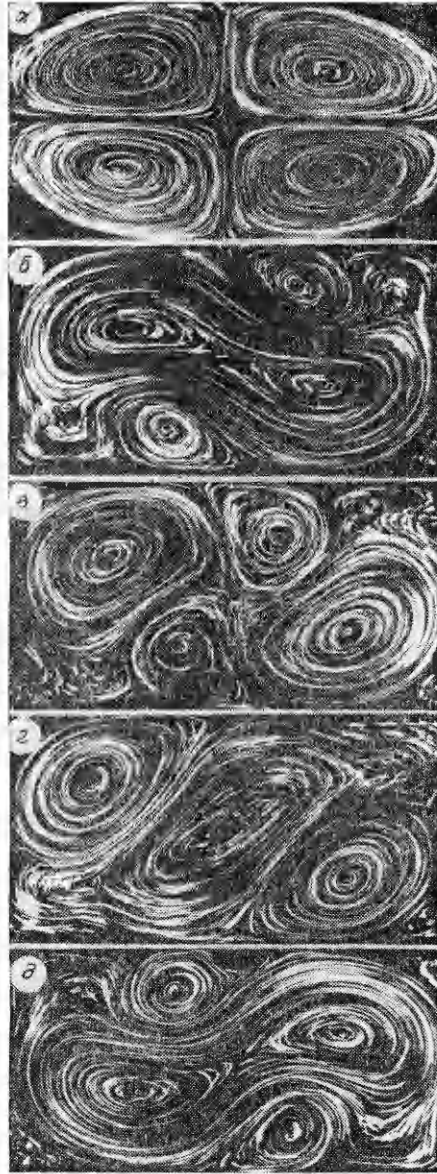
**2. Безразмерные параметры течения.** Исследуемое течение имеет три определяющих безразмерных параметра: а) число Рейнольдса «по внешней силе»  $Re = (L_x/2\pi)^3(j_y B_0/\rho c\nu^2)$  ( $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости). Значение  $Re$  контролировалось с точностью  $\sim 1\%$ ; б) безразмерный параметр придонного трения  $\sigma_0 = (L_x/h)^2$ ; в) безразмерный геометрический параметр (эксцентриситет) кюветы  $\varepsilon = L_x L_y$ . Эксперименты проводились при  $Re \leq 3Re^*$  в девяти различных слоях жидкости с  $122,7 \leq \sigma_0 \leq 1963$  в кювете с  $\varepsilon = 2$ .

Введем еще одну безразмерную величину — число Рейнольдса по параметру «внешнего трения»  $\lambda = \nu/h^2$  [10]:  $Re_\lambda = (h^4/8\pi^3 L_x)(j_y B_0/\rho c\nu^2)$ . Ее можно использовать в качестве одного из определяющих параметров ( $Re_\lambda = Re/\sigma_0^2$ ). При изложении результатов экспериментов будем пользоваться общим временным масштабом  $\tau_L = L_x^2/\nu$  и масштабом времени  $\tau_h = h^2/\nu$ , полученным по толщине слоя (время затухания). Значения частоты будут представлены соответственно в двух формах:  $f_L = L_x^2/T\nu$  и  $f_h = h^2/T\nu$  ( $T$  — измеряемый период автоколебаний). Среднее  $\tau_L$  по всем экспериментам равно  $5 \cdot 10^4$  с.

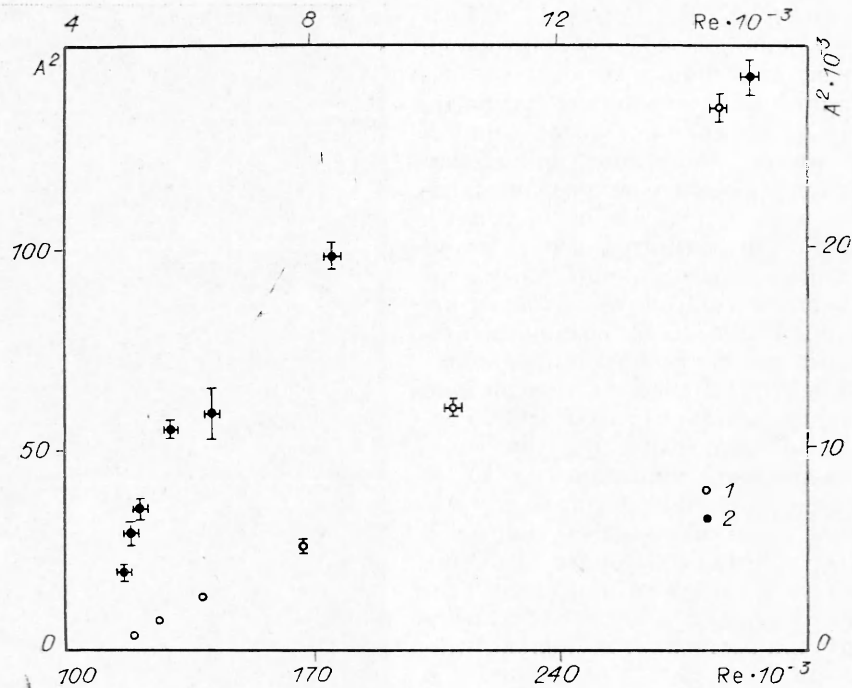
**3. Первичный стационарный режим и возбуждение автоколебаний.** При малых  $Re$  в кювете формируется первичный режим, представляющий собой стационарную систему четырех квазидвумерных вихрей (рис. 1, а). Расположенные на одной диагонали вихри имеют одинаковое направление вращения. При переходе  $Re$  через критическое значение  $Re^* = Re^*(\sigma_0)$  в течении в мягком режиме возбуждаются автоколебания. Поскольку критическое значение  $Re$  существенно зависит от  $\sigma_0$ , то закритичность течения удобно характеризовать отношением  $Re/Re^*$ . При  $(Re/Re^*) \sim 1$  автоколебания монохроматичны. За период автоколебаний  $T$  происходит одно переадресование вихрей с одинаковым знаком, суммарное по всему течению значение вихря остается почти нулевым [9]. При увеличении  $Re/Re^*$  частота и амплитуда автоколебаний возрастают, в течении возбуждаются высшие гармоники — усложняется пространственная структура течения. На рис. 1, б—д приведена кинограмма автоколебаний ( $t = t_0$ ;  $t_0 + T/10$ ;  $t_0 + T/5$ ;  $t_0 + T/2$ ) в течении с  $\sigma_0 = 843$  при  $(Re/Re^*) = 3,1$ .

Как и при  $(Re/Re^*) \sim 1$ , наблюдается циклическое переключение вихрей с одинаковым знаком — сложная пространственная структура течения четко повторяется от периода к периоду. Оцененное по трекам суммарное значение вихря существенно отлично от нуля и периодически меняет знак. Отметим, что в узком диапазоне  $Re$  между первичным стационарным и автоколебательным режимами реализуется, возможно, вторичный трехвихревой стационарный режим [8], подробное исследование которого выходит за рамки данной работы.  $Re^*$  определялось путем «квазистатического» наращивания  $Re$  — значение  $Re$  увеличивалось на 2—5 % и затем выжидалось некоторое время, в течение которого поле скорости адаптировалось под новое значение  $Re$ . Для  $Re \gg Re^*$  время адаптации составляет несколько минут, при  $Re \sim Re^*$  — несколько часов (в зависимости от  $\sigma_0$ ). Чем больше  $\sigma_0$  (тоньше слой жидкости), тем динамичнее процессы и время выжидания меньше. Для проведения измерений требуемое  $Re$  достигалось «медленным» наращиванием. Отличие данного способа от «квазистатического» в том, что время выжидания как при  $Re \ll Re^*$ , так и при  $Re \gg Re^*$  равнялось 3—5 мин. При таком включении внешней силы оценивалось значение инкремента  $\gamma$  колебаний в слабозакритическом течении. Величина  $\gamma$  при фиксированном  $\sigma_0$  растет с увеличением  $Re/Re^*$ . При фиксированном  $Re/Re^*$   $\gamma$  возрастает при увеличении  $\sigma_0$ . Типичные значения  $\gamma$  порядка  $10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Например, в течении с  $\sigma_0 = 122,7 \pm 0,4$  при  $(Re/Re^*) = 1,18 \pm 0,03$  имеем  $\gamma = (0,30 \pm \pm 0,02)10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ; при  $\sigma_0 = 843 \pm 3$  и  $(Re/Re^*) = 1,06 \pm 0,03$   $\gamma = (1,17 \pm \pm 0,04)10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Приведенные  $\gamma$  получены на отрезке времени, в котором средняя величина амплитуды колебаний была в 4—7 раз меньше установившейся окончательно (в первом случае через 3 ч и во втором через 1 ч).

Использовался еще один способ возбуждения течения — требуемое значение  $Re$  устанавливается ударным включением внешней силы. При этом обнаружено, что в течении имеются подкритические затухающие автоколебания. Автоколебания возбуждаются при  $Re < Re^*$  ( $Re \sim Re^*$ ) практически сразу после включения внешней силы и через время, равное 3—5 периодам и более, затухают. Время затухания автоколебаний тем больше, чем меньше  $Re - Re^*$  и  $\sigma_0$ . Если ударно устанавливается  $Re > Re^*$  ( $Re \sim Re^*$ ), то автоколебания также возбуждаются и затухают, но через некоторое время возбуждаются вновь. При больших  $Re - Re^*$  наблюдается подобная картина, однако колебания не затухают полностью, их амплитуда с некоторого ненулевого уровня начинает расти и достигает своего характерного значения. Ударное включение внешней



Р и с. 1



Р и с. 2

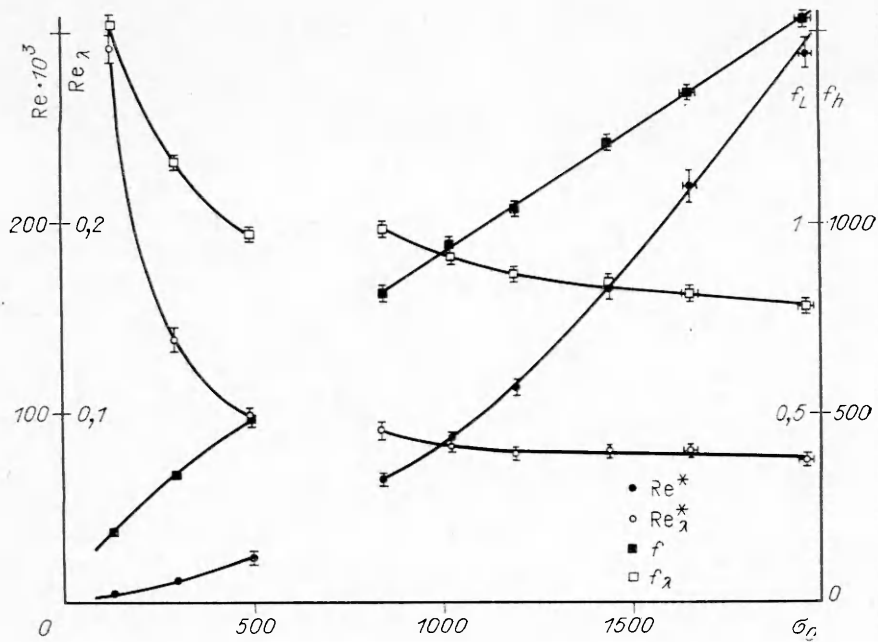
силы можно рассматривать, по-видимому, как внесение в установившееся течение периодического по пространству возмущения конечной амплитуды.

**4. Основные характеристики автоколебаний.** При малых  $Re - Re^*$  для амплитуды сигнала с термоанемометра, пропорционального разности скоростей течения в двух фиксированных симметричных точках, выполняется корневой закон [12]:

$$A = k (Re - Re^*)^{1/2}.$$

Коэффициент  $k = k(\sigma_0)$  уменьшается при возрастании  $\sigma_0$ . При дальнейшем увеличении  $Re - Re^*$  в спектре течения возбуждаются высшие гармоники, обнаруживается качественное отличие в поведении зависимости  $A^2(Re)$  в слоях с  $\sigma_0 \leq 497$  и  $\sigma_0 \geq 843$ . При  $\sigma_0 \leq 497$  экспериментальные точки ложатся на кривую с выпуклостью вниз, а при  $\sigma_0 \geq 843$  — с выпуклостью вверх. Это проиллюстрировано на рис. 2, где полученные точки в слое с  $\sigma_0 = 122,7 \pm 0,4$  обозначены цифрой 1, а точки, найденные в слое с  $\sigma_0 = 1110 \pm 4$ , — 2. В первом случае значения  $A^2$  отложены по правой оси ординат и  $Re$  — по верхней оси абсцисс, во втором — соответственно по левой оси ординат и нижней оси абсцисс. Вышеизложенное относится к диапазону  $1,05Re^* \leq Re \leq 3Re^*$ , для  $Re < 1,05Re^*$  надежных данных нет. Отметим, что при одинаковом значении  $Re/Re^*$  скорость всюду на поверхности слоя заметно возрастает с увеличением  $\sigma_0$  (за исключением центров вихрей и гиперболической точки). Так, при  $(Re/Re^*) = 1$  для составляющей  $u$  по оси  $x$  в точках расположения зондов в слоях с  $\sigma_0 = 497; 843; 1963$  имеем соответственно  $u_x = 0,45 \pm 0,04$  см/с;  $0,73 \pm 0,07$  см/с;  $1,5 \pm 0,2$  см/с. Период автоколебаний  $T/\tau_L$  монотонно убывает с возрастанием  $Re$  при всех  $\sigma_0$ . Чем меньше  $\sigma_0$ , тем больше относительное изменение  $T/\tau_L$  при одном и том же изменении  $Re/Re^*$ . Для фиксированного  $Re/Re^*$   $T/\tau_L$  растет с уменьшением  $\sigma_0$  [9].

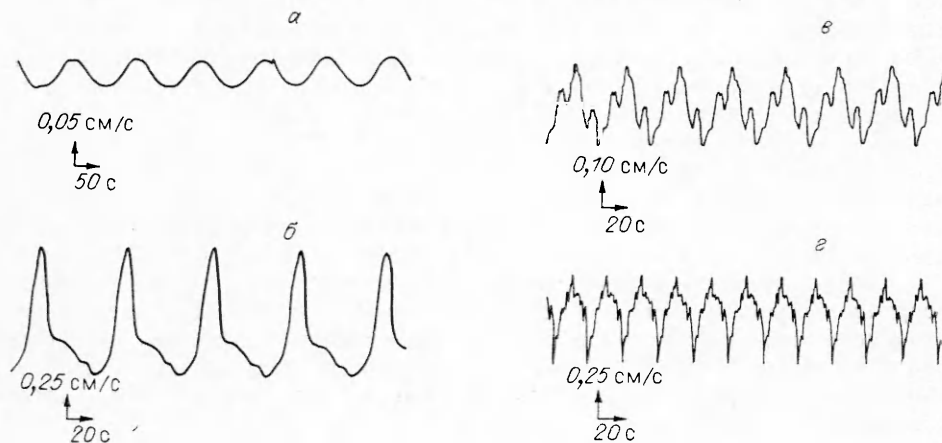
На рис. 3 представлены построенные по экспериментальным точкам зависимости  $Re^*(\sigma_0)$ ,  $Re_\lambda^*(\sigma_0)$ ,  $f_L(\sigma_0)$  и  $f_h(\sigma_0)$ . Приведенные значения  $f_L(\sigma_0)$  и  $f_h(\sigma_0)$  получены при  $(Re/Re^*) = 1,5$ . Значения  $Re^*(\sigma_0)$  и  $f_L(\sigma_0)$  возрастают с увеличением  $\sigma_0$ ;  $Re_\lambda^*(\sigma_0)$  и  $f_h(\sigma_0)$  заметно убывают с ростом



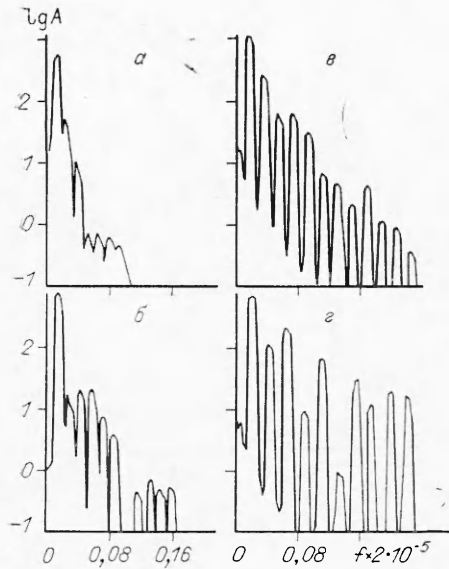
Р и с. 3

$\sigma_0$  (при  $\sigma_0 \leq 497$ ) и слабо меняются при  $\sigma_0 \geq 843$ . Можно предположить, что в интервале  $497 < \sigma_0 < 843$  каждая из зависимостей имеет либо точку излома, либо две точки перегиба. Отметим также, что в слоях с  $\sigma_0 \geq 843$  можно в некотором смысле говорить об автомодельности течения по  $\sigma_0$ . Рассматриваемое течение при малой безразмерной толщине слоя становится, по существу, однопараметрическим и характеризуется только  $Re_{\lambda}$ . Применительно к квазидвумерным сдвиговым течениям, определяемым параметрами  $Re$  и  $Re_{\lambda}$ , в [10] показана автомодельность течения в тонких слоях по  $Re$ .

При  $(Re/Re^*) \sim 1$  временная зависимость сигнала с термоанемометра близка к синусоидальной и усложняется с увеличением  $Re/Re^*$ . Во всем диапазоне  $Re \leq 3Re^*$  в пределах чувствительности электроизмерителя форма автоколебаний воспроизводится во всех деталях рис. 4, а—г —  $(Re/Re^*) = 1,13; 3,18; 2,85; 3,85$ . При одном и том же значении  $Re/Re^*$  форма колебаний заметно усложняется при росте  $\sigma_0$ , но слабо меняется с изменением  $\sigma_0$  внутри каждого из интервалов (рис. 4, а, б —  $\sigma_0 = 497$  и в, г —  $\sigma_0 = 843, 1963$ ). При фиксированном  $Re/Re^*$  число



Р и с. 4



Р и с. 5

возбуждаемых в течении гармоник также растет с увеличением  $\sigma_0$ . На рис. 5, а — г приведены временные спектры автоколебаний в слое с  $\sigma_0 = 843$  при  $(Re/Re^*) = 1,06; 1,25; 2,12; 2,98$ . Соответствующие значения клирфактора (коэффициента гармоник) равны 0,016; 0,036; 0,26; 0,38. В слоях с  $\sigma_0 \leq 497$  при тех же  $Re/Re^*$  число возбуждаемых в течении обертонов существенно меньше. Например, при  $(Re/Re^*) \sim 3$  в течении с  $\sigma_0 = 497$  возбуждается всего 5—6 высших гармоник.

Таким образом, поведение зависимостей  $Re^*(\sigma_0)$ ,  $Re_{\lambda}^*(\sigma_0)$ ,  $f_L(\sigma_0)$ ,  $f_h(\sigma_0)$  и  $A^2(Re)$  в толстых ( $\sigma_0 \leq 497$ ) и тонких ( $\sigma_0 \geq 843$ ) слоях различаются между собой. Исходя из качественных сравнений, отметим, что при переходе  $\sigma_0$  через интервал (497, 843) происходит более заметное, чем в остальной области, изменение фор-

мы и спектра автоколебаний. Это может быть связано с тем, что с изменением  $\sigma_0$  меняется набор активно взаимодействующих мод. Вероятно, с уменьшением безразмерной глубины слоя большую роль начинают играть моды меньшего масштаба.

**5. Эффект изменения частоты автоколебаний при изменении коэффициента гармоник.** Данный эффект удается наблюдать по той причине, что инкременты (соответственно декременты при уменьшении  $Re$ ) амплитуды основной гармоники больше, чем у обертонов. Например, в течении с  $\sigma_0 = 843$  путем медленного наращивания установлено  $Re = 1,17Re^*$ . Приблизительно через 0,5 ч зарегистрировано возбуждение автоколебаний. Инкремент нарастания амплитуды и частота автоколебаний равны:  $\gamma = (5,1 \pm 0,2)10^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $f_L = 730 \pm 5$  ( $T = 69,5 \pm 0,5 \text{ с}$ ). В течение 1 ч амплитуда колебаний практически устанавливается, а форма (первоначально близкая к синусоидальной) продолжает меняться из-за возбуждения и развития высших гармоник. Относительная часть энергии, заключенной в них, повышается; частота понижается и равна  $710 \pm 3$  ( $T = 70,4 \pm 0,3$  ( $T = 70,4 \pm 0,3 \text{ с}$ )). Окончательно амплитуда и форма автоколебаний устанавливается еще через 2 ч, при этом  $f_L = 697 \pm 2$  ( $T = 71,7 \pm 0,2 \text{ с}$ ). Таким образом, при возбуждении высших гармоник частота автоколебаний понижается. Есть и обратный эффект — повышение частоты при затухании гармоник, или при убывании клирфактора. В слабо закритическом течении, в котором значение клирфактора (следовательно, и изменение частоты) мало, в пределах ошибок измерений обнаружить ее изменение не удастся.

По-видимому, данный эффект и объясняет тот факт, что чем больше  $\sigma_0$ , тем меньше относительное изменение частоты при одном и том же изменении  $Re/Re^*$  (см. п. 4), поскольку изменение коэффициента гармоник при этом соответственно больше. Количественных оценок на основании имеющихся результатов провести не удастся.

Соотношение для изменения частоты автоколебаний при возбуждении обертонов впервые было выведено Ван-дер-Подем [13]. В [3] показано, что имеет место также понижение пространственной частоты (увеличение размеров вихрей, генерируемых при потере устойчивости жидкости, вращающейся внутри эллипсоидальной призмы) при возбуждении пространственных гармоник.

Автор выражает благодарность **А. М. Обухову** за внимание к работе, Ф. В. Должанскому за обсуждение результатов и В. М. Пономареву за помощь в спектральной обработке материалов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Обухов А. М. Течение Колмогорова и его лабораторное моделирование // УМН.— 1983.— Т. 38, вып. 4.
2. Обухов А. М. Турбулентность и динамика атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1988.
3. Гледзер Е. Б., Должанский Ф. В., Обухов А. М. Системы гидродинамического типа и их приложение.— М.: Наука, 1981.
4. Батчаев А. М. Экспериментальное исследование закритических автоколебательных режимов течения Колмогорова на цилиндрической поверхности // Изв. АН СССР. ФАО.— 1988.— Т. 24, № 8.
5. Любимов Д. В., Путин Г. Ф., Чернотынский В. П. О конвективных течениях в ячейке Хеле-Шоу // ДАН СССР.— 1977.— Т. 235, № 3.
6. Путин Г. Ф., Ткачева Е. А. Экспериментальное исследование надкритических конвективных движений в ячейке Хеле-Шоу // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1979.— № 1.
7. Гак М. З. Лабораторное исследование автоколебаний в системе четырех вихрей // Изв. АН СССР. ФАО.— 1981.— Т. 17, № 2.
8. Плешанова Л. А. Колебания в системе четырех вихрей // Изв. АН СССР. ФАО.— 1982.— Т. 18, № 4.
9. Батчаев А. М. Экспериментальное исследование характеристик автоколебаний в системе четырех вихрей в слоях жидкости различной толщины // Изв. АН СССР. ФАО.— 1989.— Т. 25, № 4.
10. Должанский Ф. В. О влиянии внешнего трения на устойчивость плоскопараллельных течений однородной несжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. ФАО.— 1987.— Т. 23, № 4.
11. Ломадзе С. О., Нестерова Т. Н., Смирнов А. С. Автоматизация экспериментальных работ в ИФА АН СССР.— М., 1987.— (Препр./ АН СССР, ИФА; № 2).
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
13. Теодорчик К. Ф. Автоколебательные системы.— М.: Гостехиздат, 1948.

г. Москва

Поступила 6/III 1989 г.

УДК 532.516

*К. Б. Кошелев, М. П. Стронгин*

### РАСЧЕТ ОТРЫВНОГО НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ОБТЕКАНИЯ СФЕРЫ

В задачах технологии часто возникают проблемы нахождения коэффициентов сопротивления и теплообмена одиночной сферы при существенном отличии ее температуры от температуры натекающего газа. В химически реагирующих системах, кроме того, бывает необходимым детальное знание полей скоростей и температуры течения около частицы.

Обтеканию сферы однородным несжимаемым стационарным потоком посвящено значительное число работ (например, [1—4]). Эти исследования позволили выявить детальную картину течения, совпадающую с экспериментом в таких тонких параметрах, как угол отрыва вихря и длина рециркуляционной зоны за кормой. В последнее время делались попытки расчета неизотермической задачи [5], а также задачи обтекания испаряющейся капли при небольших коэффициентах массообмена [6]. Имеется большое количество работ по сверхзвуковому обтеканию сферы при больших числах Рейнольдса  $Re_\infty$ , значительная часть которых обсуждается в [7, 8]. Гиперзвуковое обтекание сферы при умеренных значениях  $Re_\infty$  рассматривается в [9], но эти расчеты носят методический характер в силу того, что для описания течения газа при рассматриваемых числах Рейнольдса и Маха, когда числа Кнудсена  $Kn = M_\infty/Re_\infty > 0,1$ , уравнения Навье — Стокса, вообще говоря, неприменимы. В работах по сверхзвуковому обтеканию сферы авторов обычно интересуют характеристики течения в лобовой части сферы, которые, в основном, определяют коэффициенты сопротивления и теплообмена и параметры ударной волны [10, 11]. Однако, как уже упоминалось, в случае реагирующих потоков горения характеристики течения за кормой сферы, в особенности в зоне отрывного течения, могут оказать определяющее влияние на параметры процесса.