

УДК 532.516:534.1

© 1998 г. А.А. ИВАНОВА, В.Г. КОЗЛОВ, Д.В. ЛЮБИМОВ, Т.П. ЛЮБИМОВА,
С. МЕРАДЖИ, Б. РУ

СТРУКТУРА ОСРЕДНЕННОГО ТЕЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ВИБРИРУЮЩИМ ТЕЛОМ С КРОМКОЙ БОЛЬШОЙ КРИВИЗНЫ

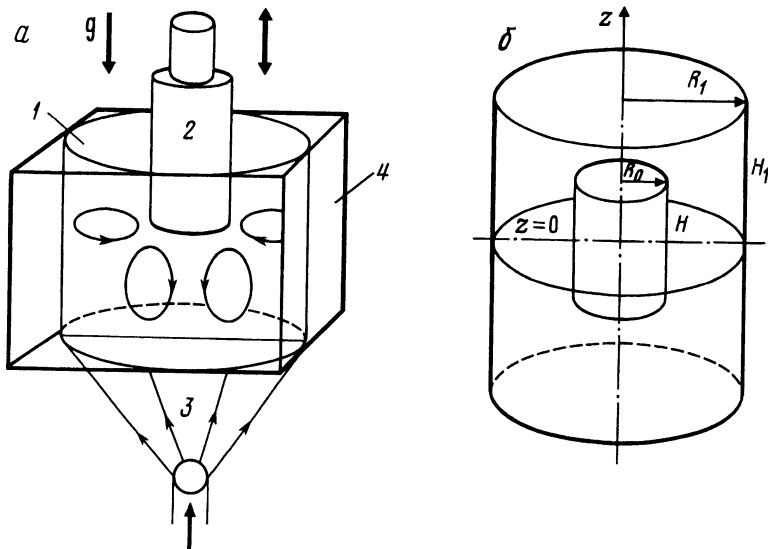
Экспериментально и численно исследуется осредненное течение вязкой несжимаемой жидкости, возбуждаемое вибрирующим телом с кромкой большой кривизны. Рассматривается случай погруженного в жидкость осесимметричного тела, совершающего поступательные вибрации вдоль своей оси. Проведенные на жидкостях различной вязкости в широком интервале частот и амплитуд вибраций эксперименты и прямые численные расчеты на основе полных нестационарных уравнений динамики вязкой жидкости показали, что глобальная структура осредненного течения существенно зависит от соотношения между радиусом кривизны кромки тела и толщиной вязкого скин-слоя. Обнаружены различные режимы осредненных течений, исследована перестройка структуры течения при изменении амплитуды и частоты вибраций.

Вследствие нелинейных эффектов колебания погруженного в жидкость тела индуцируют осредненные течения. Природа этого явления заключается в генерации средней завихренности в неоднородных вдоль поверхности твердого тела вязких скин-слоях [1, 2]. В предельном случае малых амплитуд и высоких частот вибраций, когда толщина вязких скин-слоев много меньше характерных размеров тела, осредненное движение, возбуждаемое во внешней по отношению к скин-слою области, определяется одним вибрационным параметром – числом Рейнольдса Re_p , рассчитанным по амплитуде смещения A и амплитуде скорости вибраций $A\Omega$. Изучению осредненных течений, возбуждаемых колеблющимися в изотермической жидкости телами, посвящено большое количество работ. Обзор литературы можно найти в [3–5].

При высокочастотных линейных поступательных вибрациях хорошо обтекаемого тела в отсутствие влияния стенок полости осредненное течение имеет, как правило, форму струи, которая распространяется от тела вдоль оси вибраций. Однако в ряде случаев, особенно в экспериментах на вязких жидкостях, наблюдается формирование более сложных вторичных течений нередко противоположного направления [6, 7], механизм генерации которых исследован недостаточно.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и численному исследованиям осредненных течений, возбуждаемых вибрирующим телом с кромкой большой кривизны, в области которой возможно нарушение условий применимости высокочастотного приближения. В этих случаях глобальная структура осредненного течения может существенно зависеть от соотношения между локальным радиусом кривизны поверхности и толщиной скин-слоя, а также от амплитуды вибраций.

1. Эксперимент. Целью эксперимента было исследование структуры осредненного течения, возбуждаемого вблизи цилиндра, вибрирующего вдоль оси симметрии. Изучался случай, когда толщина вязких пограничных слоев сравнима по порядку величины с размером тела, в частности с радиусом кривизны кромки тела.



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки (а) и теоретическая постановка задачи (б): 1 – стеклянная полость, 2 – колеблющееся тело, 3 – световой нож, 4 – вспомогательная кювета

Опыты проводились на установке (фиг. 1, а), состоящей из стеклянной цилиндрической полости 1, заполненной рабочей жидкостью, и вибратора, обеспечивающего вертикальные колебания погруженного в жидкость тела 2. Вибратор изготовлен на основе громкоговорителя "David acoustic 13KLV5" мощностью 50 Вт, который позволял получать гармонические колебания тела с максимальной амплитудой $A = 4$ мм. В качестве источника питания вибратора использовался генератор сигнала "PM5108L" фирмы "Philips", дополненный усилителем мощности "Power Amplifier Tipe-2706" производства "Bruel & Kjaer".

Используемая в экспериментах кювета имела большие по сравнению с колеблющимся телом размеры (ее диаметр составил 51 мм) и заполнялась рабочей жидкостью на высоту, равную ее диаметру. Вибрирующее тело изготовлено из эбонита в виде цилиндра радиусом $R_0 = 7$ мм. Радиус кривизны кромки тела R специальным образом не задавался, а проведенные с помощью микроскопа измерения показали, что $R = 0,1 \pm 0,05$ мм. Глубина погружения тела в жидкость равнялась его диаметру. В экспериментах строго контролировались вертикальное положение вибрирующего тела и соосность тела и полости.

В качестве рабочей жидкости в опытах использовались водоглицериновые смеси различной вязкости. Вязкость определялась с помощью ротационного вискозиметра "Rheo Visco ELV-8". Движение жидкости визуализировалось покрытыми родамином флуоресцирующими частицами диаметром 0,04–0,08 мм из "Resine Amberlite CG-50". Подсветка в диаметральном сечении кюветы осуществлялась в виде светового ножа 3 толщиной 1 мм; луч света проходил через прозрачное дно кюветы снизу вверх (фиг. 1, а). Источником света служил излучающий в зеленой части спектра аргон-криптоновый лазер "Spectra Physics, model 164", оборудованный акустооптическим прерывателем "АОМ 1205 С-2". Для устранения оптических искажений, связанных с цилиндрической боковой поверхностью рабочей полости, последняя помещалась в прямоугольную кювету 4, заполненную также рабочей жидкостью.

Структура течения регистрировалась с помощью видеокамеры "High Resolution Camera KODAK Mebaplus". На объектив видеокамеры устанавливался желтый светофильтр, который позволял наблюдать флуоресцирующие частицы в этой части спектра, при этом исключались дополнительные блики и рассеянное лазерное излучение зеленого цвета.

В остальном методика эксперимента оставалась аналогичной использованной в [7]: на жидкостях различной вязкости при разных частотах изучалось поле осредненной скорости в зависимости от амплитуды вибраций. Вязкость водоглицериновых смесей задавалась концентрацией глицерина и изменялась в интервале $\nu = 0,01\text{--}1,23$ Ст. Частота вибраций

изменялась от 10 до 2000 Гц, амплитуда варьировалась в интервале значений $A = 0-3$ мм. Амплитуда вибраций измерялась с помощью оптического микрометра (цена деления $2,3 \cdot 10^{-3}$ мм) либо определялась путем обмера полученного с помощью видеокамеры изображения вибрирующего тела. Относительная погрешность измерения амплитуды не превышала 5%. Величина средней скорости в различных точках полости находилась по трекам, оставляемым при движении светящимися частицами. В экспериментах использовалось стробоскопическое освещение с частотой, которая в зависимости от скорости течения выбиралась в интервале от 0,5 до 30 Гц.

Опыты показали, что структура осредненного течения вокруг вибрирующего цилиндра, в частности направление движения, в сильной степени зависит от параметров вибраций и жидкости. На фиг. 2 приведены фотографии, характеризующие осредненное движение при различных параметрах: фрагмент *a* соответствует частоте $f = 400$ Гц, амплитуде $A = 0,08$ мм и кинематической вязкости раствора $\nu = 1,23$ Ст, фрагменты *b*, *в*, *г* и *д* соответствуют вязкости $\nu = 9,34$ сСт, частоте $f = 150$ Гц и амплитудам вибраций 0,23; 0,28; 0,40 и 2,0 мм. На фиг. 2, *e* представлена фотография течения в целом (во всей полости) при амплитуде $A \sim 1$ мм.

При достаточно малых амплитудах и скоростях вибраций вблизи вибрирующего цилиндра формируется течение, направленное вдоль оси вибраций к телу (фиг. 2, *a*). Назовем его течением типа I. На фотографии видна коническая струя, отходящая от краев вибрирующего тела и порождающая два тороидальных вихря, согласованно вращающихся в противоположные стороны. Можно видеть, что данное осредненное течение существенно отличается от течений [2-5], вызванных линейными вибрациями тел обтекаемой формы, для которых характерно формирование потока, направленного вдоль оси вибраций от тела.

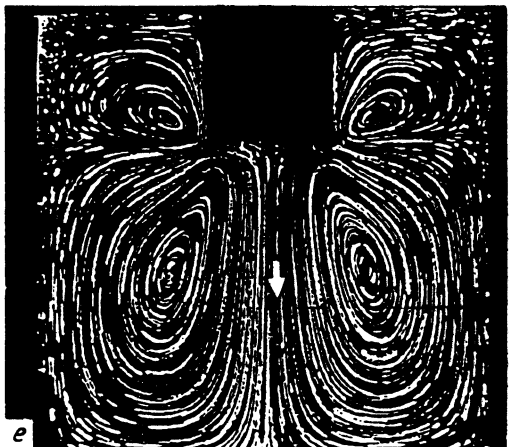
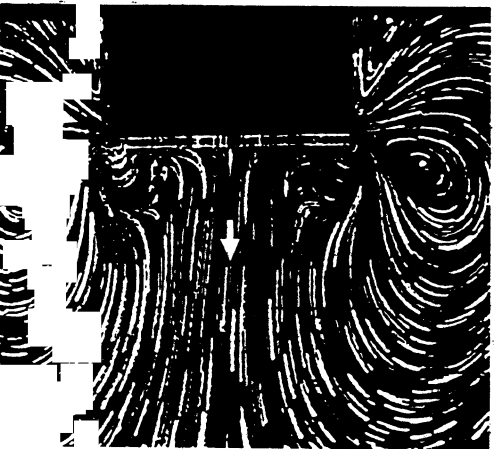
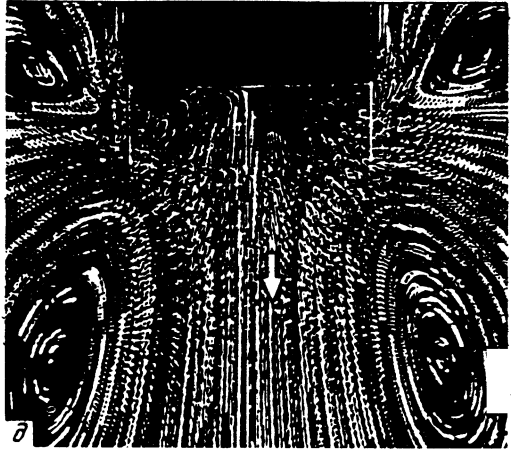
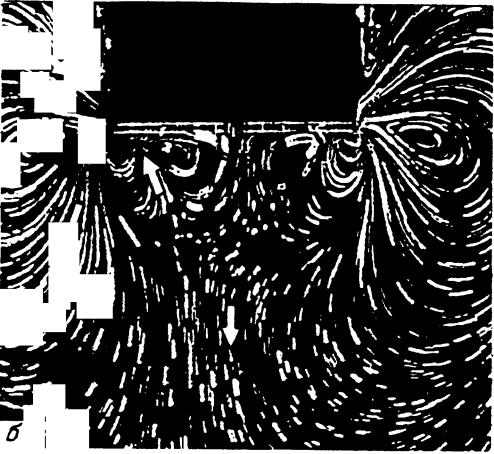
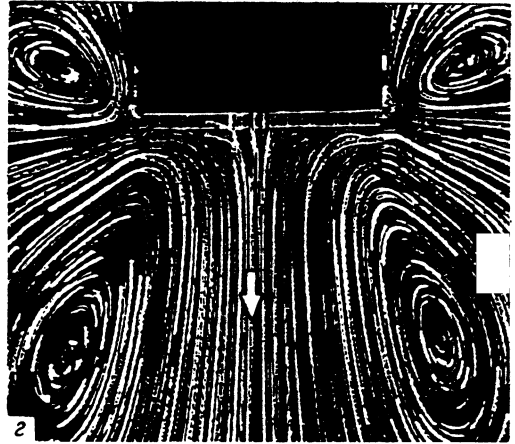
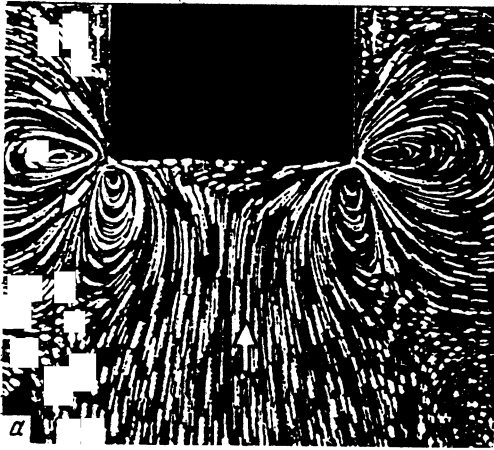
Интенсивность течения типа I мала и в условиях проведенного эксперимента сравнима с интенсивностью конвективных потоков, вызываемых разогревом жидкости в плоскости светового ножа. Поэтому наблюдение такого рода течений в жидкостях с большим конвективным параметром затруднено. Даже при работе на жидкостях с большой вязкостью для устранения помех, вносимых тепловой конвекцией, приходилось принимать специальные меры: освещение световым ножом включалось только на время регистрации структуры движения после достаточно длительного процесса установления вибрационного течения в изотермических условиях.

По мере повышения амплитуды вибраций при некоторой постоянной частоте наблюдается постепенная трансформация осредненного течения: расходящаяся от кромок вибрирующего тела коническая струя на некотором расстоянии от тела сужается, формируя поток жидкости, направленный от тела вдоль оси вибраций.

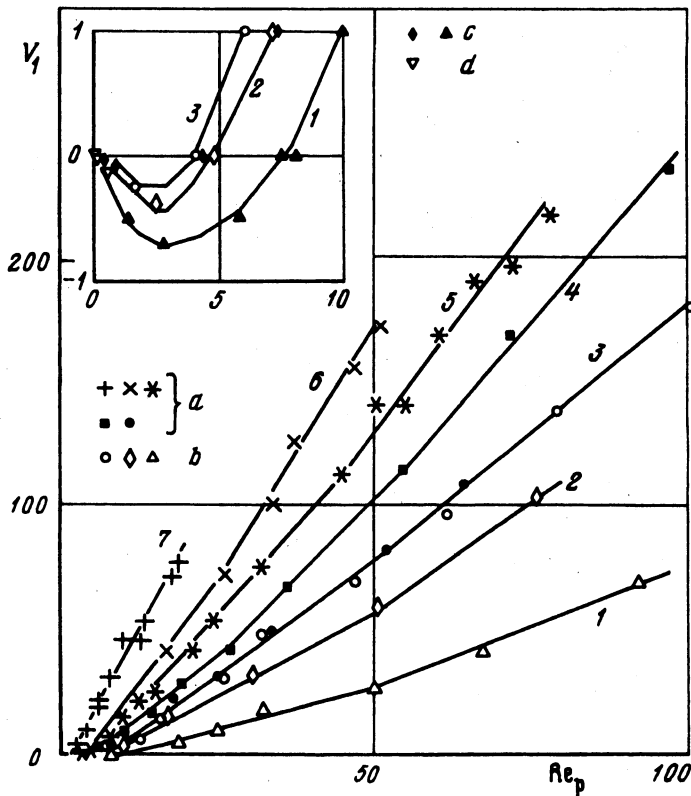
Как видно из фотографий, повышение амплитуды вибраций приводит к постепенному уменьшению размера тороидального вихря под кромкой вибрирующего цилиндра и к переходу течения от типа I (фиг. 2, *a*) к характерной для вибрационных течений структуре типа II (фиг. 2, *з*). Течение типа II наблюдается вплоть до значительных по сравнению с радиусом кривизны кромки величин амплитуды A . Так, фиг. 2, *д* соответствует случаю $A/R \sim 20$.

В пределе высоких частот и малых амплитуд вибраций возбуждаемое телом осредненное течение, как указывалось выше, определяется единственным параметром $Re_p = A^2 \Omega / \nu$. Проведенные на различных жидкостях эксперименты позволили установить, что для тела с относительно "острой" кромкой структура осредненного течения, его интенсивность и условия перехода от одного типа течения к другому помимо вибрационного параметра Re_p определяются безразмерной частотой вибраций тела $\omega = \Omega R_0^2 / \nu$.

При значениях вибрационного параметра Re_p , меньших некоторого критического, наблюдается течение типа I. Структура течения типа II наблюдается при высоких значениях Re_p . Такой переход от течения типа I к течению типа II при повышении



Фиг. 2. Фотографии движения жидкости в полости при различных параметрах вибраций

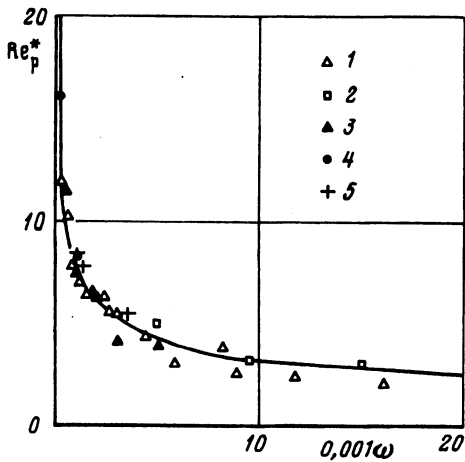


Фиг. 3. Зависимость безразмерной осевой скорости $V_1 = vR_0/v$ от вибрационного параметра $Re_p = A^2\Omega/v$. Кривые 1–7 соответствуют значениям безразмерной частоты $\omega = \Omega R_0^2 / \nu = 10^3; 3 \cdot 10^3; 5 \cdot 10^3; 9,2 \cdot 10^3; 15,4 \cdot 10^3; 31 \cdot 10^3$ и $163 \cdot 10^3$. Кривые 3–7 (точки *a*) получены на воде ($\nu = 1$ Ст), кривые 1–3 (точки *b*) – на водоглицериновой смеси ($\nu = 9,34$ Ст); на фрагменте точки *c* соответствуют $\nu = 27,7$ Ст, точки *d* – $\nu = 1,23$ Ст, остальные $\nu = 9,34$ Ст

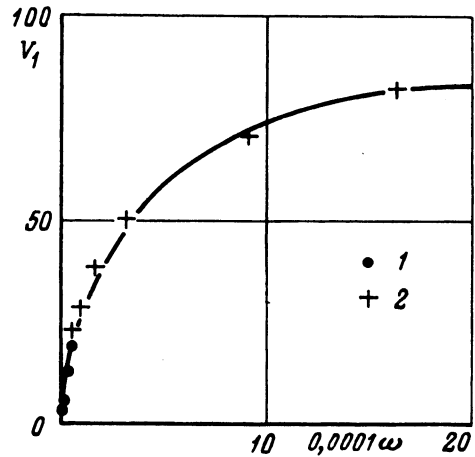
амплитуды вибраций (при повышении значения вибрационного параметра Re_p) наблюдался при всех исследованных в эксперименте значениях безразмерной частоты ω . Опыты показали, что при понижении безразмерной частоты область существования течения типа I увеличивается.

Выберем для характеристики структуры и интенсивности вторичных течений вектор средней скорости v в точке, расположенной на оси симметрии на расстоянии от торца цилиндра, равном его радиусу. Смену направления средней скорости в этой точке ($v = 0$) можно принять за условный порог смены режимов осредненного течения. Результаты измерений скорости в указанной точке в зависимости от вибрационного параметра Re_p при различных значениях безразмерной частоты ω приведены на фиг. 3. Здесь $V_1 = vR_0/v$ – безразмерная скорость. Положительное значение скорости соответствует движению жидкости от вибрирующего тела (течение типа II). На фрагменте в другом масштабе представлено поведение кривых вблизи начала координат.

Результаты, полученные на жидкостях различной вязкости, но соответствующие одинаковым значениям безразмерных параметров, хорошо согласуются между собой. По мере увеличения безразмерной частоты область существования течения типа I уменьшается, граница перехода к течению типа II смещается в сторону малых значений Re_p , интенсивность течения типа II при фиксированном значении вибрационного параметра Re_p возрастает.



Фиг. 4. Граница перехода от течения типа I (область ниже кривой) к течению типа II, точки 1–4 соответствуют $\nu = 9,34; 1; 27,7$ сСт и $1,23$ Ст. Точки 5 – теория



Фиг. 5. Зависимость безразмерной скорости жидкости V_1 от частоты ω при постоянном значении $Re_p = 20$ (точки 1 и 2 соответствуют $\nu = 9,34$ и 1 сСт)

На фиг. 4 представлена зависимость от безразмерной частоты критического значения Re_p^* , соответствующего границе смены режимов осредненного течения. Обозначения 1–4 соответствуют экспериментам на жидкостях с вязкостью $\nu = 9,34; 1; 27,7$ сСт и $1,23$ Ст. Взаимное согласие результатов, полученных на жидкостях различной вязкости, подтверждает определяющую роль этих безразмерных параметров.

Из результатов экспериментальных исследований (фиг. 2–4) следует, что в условиях проведенного эксперимента структура осредненного течения существенно определяется безразмерной частотой: при постоянном значении вибрационного параметра интенсивность течения типа II тем выше, чем больше ω . На фиг. 5 показан закон изменения безразмерной скорости V_1 с увеличением безразмерной частоты при фиксированном значении $Re_p = 20$. Видно быстрое нарастание интенсивности течения с частотой при малых ω и стремление к некоторому асимптотическому значению в области высоких частот. Приведенная на фиг. 5 кривая пересекает ось абсцисс в некоторой точке ω^* . Это связано с описанной выше перестройкой структуры течения в области малых значений вибрационного параметра Re_p .

Выход на высокочастотную асимптотику наблюдается лишь при $\omega \sim 2 \cdot 10^5$. Если безразмерную частоту определить не по радиусу тела R_0 , а через радиус кривизны кромки $\omega_1 = \Omega R^2/\nu$, то достижение высокочастотной асимптотики происходит при $\omega_1 \sim 10^2$, т.е. тогда, когда толщина вязких скин-слоев становится малой по сравнению с R . Это указывает на определяющую роль кривизны кромки тела.

2. Численные расчеты. Численное моделирование течений, индуцированных колебаниями погруженных в жидкость тел различной формы, осуществлялось путем решения задачи о колебаниях тела, полностью погруженного в жидкость, заполняющую сосуд с твердыми стенками (фиг. 1, б). Предполагалось, что сосуд неподвижен, а погруженное в жидкость тело совершает колебания по гармоническому закону с амплитудой A и частотой Ω . Сосуд предполагался цилиндрическим, радиусом R_1 и высотой $2H_1$. Тело считалось осесимметричным, коаксиальным с сосудом и имеющим закругленные кромки. Радиус тела R_0 , его высота $2H$. Радиус кривизны кромки тела в плоскости осевого сечения R являлся одним из варьируемых параметров.

Считалось, что жидкость несжимаемая и ее течение описывалось обычными уравнениями Навье – Стокса. Это позволяло проводить расчеты в предположении осесим-

метричности течения. Использовался метод спектральных элементов [8]. Вычисления проводились в системе отсчета, связанной с колеблющимся телом. Для нахождения осредненных полей скорости мгновенные поля скорости в режиме установившегося течения осреднялись по периоду вибраций.

Задача характеризуется следующими безразмерными параметрами: частотой вибраций $\omega = \Omega R_0^2/\nu$ (ν — кинематическая вязкость жидкости), амплитудой вибраций $a = A/R_0$ и геометрическими параметрами $r = R/R_0$, $r_1 = R_1/R_0$, $h = H/R_0$ и $h_1 = H_1/R_0$.

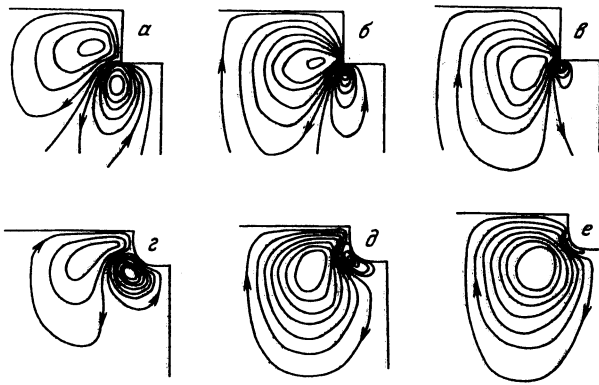
Для выяснения характера влияния кривизны поверхности тела на структуру осредненного течения были проведены численные расчеты при различных радиусах кривизны закругления $r = 0,02-0,5$. Остальные геометрические параметры были фиксированными: $r_1 = 4$, $h_1 = 8$, $h = 2$. Для каждого значения r проведена серия расчетов при различных амплитудах и частотах вибраций.

Задача обладает очевидной симметрией относительно смены знака осевой координаты. Это делает возможным формирование осредненного течения, симметричного относительно плоскости $z = 0$. Расчеты показали, что в исследованной области параметров нет каких-либо бифуркаций, приводящих к спонтанному нарушению симметрии. Поэтому в дальнейшем обсуждается структура среднего течения в половине расчетной области: $z \in [0, h_1]$ (мгновенное поле скорости такой симметрией не обладает, поэтому расчеты пульсационного поля скорости проводились в полной области: $z \in [-h_1, h_1]$).

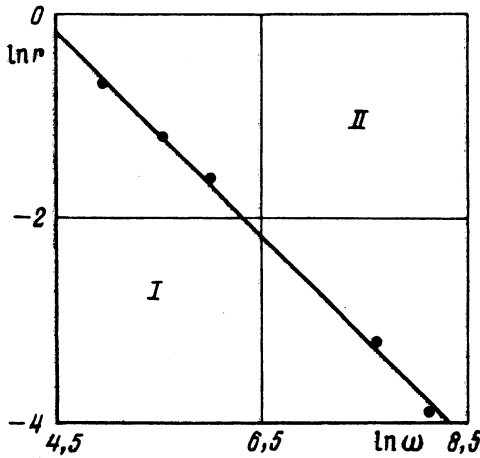
Расчеты показали, что при большой кривизне кромки тела (малом радиусе кривизны) эволюция структуры среднего течения при изменении частоты вибраций аналогична наблюдаемой в эксперименте. На фиг. 6, *a*–*в* приведены линии тока осредненного течения в осевом сечении при радиусе кривизны $r = 0,04$ и амплитуде вибраций $a = 0,04$ для $\omega = 62,5$; 10^3 и $2,5 \cdot 10^3$ (указанным фигурам соответствуют максимальные/минимальные значения функции тока: $0,0239/-0,0123$; $0,606/-0,536$ и $1,60/-1,62$). При малых частотах наблюдается резко выраженная коническая струя, отходящая от кромки тела. В результате формируются два тороидальных вихря сравнимой интенсивности, причем направление циркуляции в них таково, что вдоль оси вибраций имеет место течение, направленное от периферии к колеблющемуся телу (течение типа I, фиг. 6, *a*). При увеличении частоты размер и относительная интенсивность внутреннего (ближайшего к оси) вихря уменьшаются, а внешнего растут, так что при достаточно высокой частоте на оси вибраций формируется струйное течение, направленное от колеблющегося тела (течение типа II, фиг. 6, *в*). Лишь в непосредственной окрестности тела аксиальная скорость на оси вибраций сохраняет прежний знак.

На фиг. 4, представляющей собой диаграмму существования различных режимов течения на плоскости безразмерных параметров ω , Re_p , наряду с экспериментальными значениями критических параметров приведены данные численных расчетов, полученные при малом радиусе кривизны кромки тела ($r = 0,02$). Численные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Отметим, что экспериментальные результаты получены на теле с большей кривизной кромки $r \sim 0,01$. Не исключено, что это согласие связано с эффективным увеличением радиуса кривизны кромки в результате отрыва течения в определенные фазы периода.

Как показывают вычисления, закономерности смены режимов осредненного течения и значения "критических" параметров сильно зависят от радиуса кривизны кромки r . На фиг. 6 (фрагменты *г*–*е*) приведены линии тока осредненного течения в осевом сечении при радиусе кривизны $r = 0,5$ и амплитуде вибраций $a = 0,04$ для $\omega = 62,5$; 125 ; 2000 . Фигурам *б*, *г*–*е* соответствуют максимальные/минимальные значения функции тока: $0,0127/-0,00517$; $0,0221/-0,0213$ и $0,135/-0,893$. Видно, что при малых частотах вибраций (фиг. 6, *г*) внутренний вихрь имеет большую интенсивность, причем подтекание жидкости к телу происходит как вдоль оси вибраций, так и в



Фиг. 6. Изолинии стационарных осредненных течений при различных частотах вибраций



Фиг. 7. Граница перехода от течения типа I к течению типа II для $a = 0,04$

экваториальной плоскости. На границе между вихрями формируется коническая струя, отходящая от тела. С увеличением частоты (фиг. 6, д и е) внешний вихрь увеличивается в размере, а внутренний запирается в области пограничного слоя. На последней фигуре можно видеть типичную картину шлихтинговского течения, когда внешний вихрь занимает практически всю область.

В отличие от случая малых радиусов кривизны кромки внутренний вихрь перестает быть доминирующим при значительно более низкой частоте; отходящая от тела коническая струя выражена значительно слабее и точка ее отхода от тела не совпадает с кромкой.

В расчетах, как и в лабораторном эксперименте, условной границей между двумя режимами течения, т.е. течениями с направлением движения жидкости на оси вибраций к телу и от тела, считались значения параметров, при которых точка смены знака скорости удалена от тела на расстояние, равное радиусу тела. На фиг. 7 в логарифмическом масштабе приведена диаграмма существования двух описанных выше режимов осредненного течения на плоскости параметров ω , r при $a = 0,04$. Римскими цифрами отмечен тип течения. Чем меньше радиус кривизны кромки, тем большее значение частоты соответствует переходу от течения типа I к течению типа II. В исследованном диапазоне параметров зависимость "критической" частоты от r хорошо описы-

вается формулой $\omega = 76/r$. Это означает, что при постоянной амплитуде за переход от одного типа течения к другому отвечает параметр $Re = A\Omega R/\nu = a\omega r$ – число Рейнольдса, определенное по скорости вибраций $A\Omega$ и радиусу кривизны кромки R . Критическое значение Re , является функцией амплитуды вибраций.

Закключение. Проведенные на жидкостях различной вязкости в широком интервале частот и амплитуд вибраций эксперименты и прямые численные расчеты на основе полных нестационарных уравнений динамики вязкой жидкости показали, что глобальная структура осредненного течения, возбуждаемого вблизи цилиндра, вибрирующего вдоль оси, существенно зависит от соотношения между локальным радиусом кривизны поверхности вибрирующего тела и толщиной вязкого скин-слоя. Обнаружено существование различных режимов осредненных течений и исследованы закономерности их перестройки. Переход от одного типа течения к другому зависит от соотношения толщины радиуса кривизны кромки тела и толщины вязких скин-слоев, а также от безразмерной амплитуды вибраций. Экспериментально и численно найдены критические условия перехода и характеристики течения в зависимости от безразмерных параметров.

Авторы выражают благодарность Ришару Котарбе, руководителю исследовательской группы Института механики жидкости (Марсель, Франция), за предоставленную возможность проведения экспериментальных исследований в его лаборатории.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00385) и национальной авиационной и космической администрации США (программа "Наука – NASA", проект ТМ-18).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lord Rayleigh*. On the circulation of air observed in Kundt's tubes, and on some allied acoustical problems // *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*. 1883. V. 175. P. 1–21.
2. *Шлухтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
3. *Lighthill J.* Acoustic streaming // *J. Sound. Vibrat.* 1978. V. 61. N 3. P. 391–418.
4. *Honji H.* Streaked flow around an oscillating circular cylinder // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 107. P. 509–520.
5. *Tatsuno M., Bearman P.W.* A visual study of the flow around an oscillating circular cylinder at low Keulegan–Carpenter numbers and low Stokes numbers // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 211. P. 157–182.
6. *Zharikov E.V., Prihod'ko L.V., Storozhev N.R.* Fluid flow formation resulting from forced vibration of a growing crystal // *J. Cryst. Growth.* 1990. V. 99. № 1–4. P. 910–914.
7. *Ivanova A., Kozlov V., Lyubimov D., Lyubimova T.P., Roux B.* Influence of oscillating solid body shape on the time-average flow structure // *Abstrs Book 2nd Europ. Conf. on Fluids in Space, Naples Italy*, 1996. P. 51.
8. *Fischer P.F., Patera A.T.* Parallel spectral element solution of the Stokes problem // *J. Comput. Phys.* 1991. V. 92. № 2. P. 380–421.

Пермь
Марсель

Поступила в редакцию
22.I.1997