

УДК 532.516:534.131

© 2001 г. А.А. ИВАНОВА, В.Г. КОЗЛОВ, С.И. ТАШКИНОВ

## ДИНАМИКА ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПО КРУГУ ВИБРАЦИЯХ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Предлагаемая работа является одной из цикла экспериментальных исследований границы раздела несмешивающихся жидкостей при вибрационном воздействии разного типа. Сравнение усредненной динамики границы раздела в случае высокочастотных вращательных вибраций [1] и поступательных вибраций одного направления [2, 3] показывает, что усложнение характера колебаний приводит к качественно новым эффектам. В настоящей работе полость совершает круговые поступательные колебания в горизонтальной плоскости. При этом обнаружены два усредненных вибрационных эффекта: равномерное азимутальное вращение жидкости относительно полости и возбуждение периодического гексагонального рельефа на плоской изначальной границе раздела жидкостей.

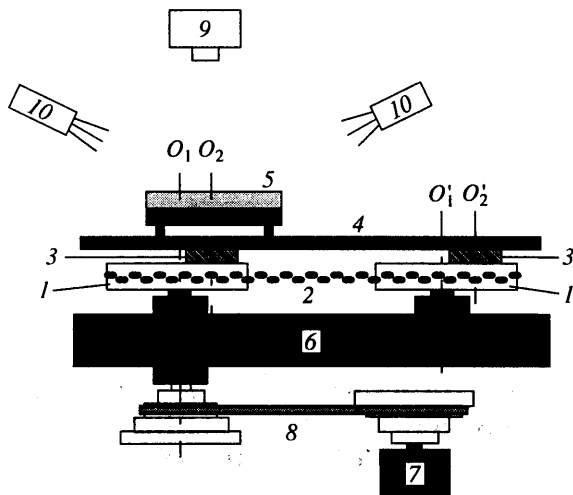
**1. Экспериментальная установка и методика.** Экспериментальная установка состоит из механического вибратора, кюветы с жидкостями, измерительной, осветительной и регистрирующей аппаратуры.

Кювета представляет собой цилиндр кругового сечения диаметром  $D = 70$  мм, высотой  $h = 20$  мм, сверху и снизу ограниченный плоскими поверхностями. Слой заполняется в равных объемных частях несмешивающимися жидкостями (флуоринерт FC-40 и масло касторовое) с относительной плотностью  $\rho = \rho_1/\rho_2 = 1,95$  (плотность флуоринерта  $\rho_1 = 1,85$  г/см<sup>3</sup>). Значения коэффициента кинематической вязкости жидкостей равны соответственно  $\nu_1 = 0,02$  и  $\nu_2 = 17$  Ст. Коэффициент поверхностного натяжения границы раздела, измеренный методом висшей капли [4], для данной пары жидкостей составляет  $\sigma = 6,0 \pm 0,5$  дин/см.

Схема вибратора показана на фиг. 1. Диски 1 расположены в одной плоскости и синхронно вращаются вокруг осей  $O_1$  и  $O'_1$ . Синхронность вращения обеспечивается жесткой связью дисков посредством цепной передачи 2. При этом два кривошипа (оси  $O_2$  и  $O'_2$ ), расположенные на одинаковом расстоянии от осей  $O_1$  и  $O'_1$ , совершают согласованное круговое движение. Кривошипы приводят в движение закрепленный на них с помощью шарикоподшипников 3 столик 4 и укрепленную на столике кювету 5. Амплитуда вибраций в интервале  $h = 0-60$  мм задается смещением кривошипов от осей вращения дисков. Столик совершает поступательные круговые колебания в горизонтальной плоскости так, что каждая его точка движется по круговой траектории, но ориентация столика остается неизменной.

Вибратор собран на массивной платформе 6. Вращение дисков 1 обеспечивается двигателем постоянного тока 7 через многоступенчатую клиноременную передачу 8. Последнее позволяет ступенчато изменять частоту вибраций в интервале  $f = 5-50$  Гц; плавное изменение  $f$  осуществляется с помощью регулировки напряжения питания электродвигателя.

Для измерения частоты вибраций используется цифровой тахометр типа ТЦ-3М (точность 0,1 Гц); нестабильность частоты в ходе отдельного опыта не превышает 2%. Амплитуда колебаний измеряется непосредственно во время опыта с помощью катетометра типа В-630 с точностью 0,1 мм; при этом контролируется правильность (концентричность) траектории движения полости.



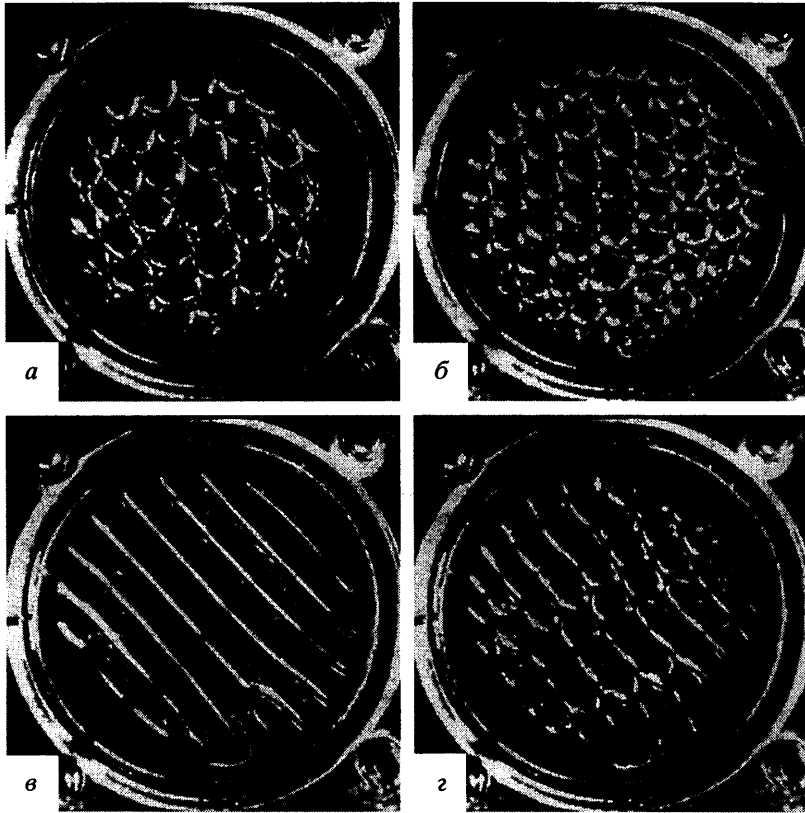
Фиг. 1. Схема вибратора: 1 – диски, 2 – цепная передача, 3 – шарикоподшипники, 4 – столик, 5 – кювета, 6 – платформа, 7 – электродвигатель, 8 – клиноременная передача, 9 – видеокамера, 10 – стробоскопические лампы

Для регистрации границы раздела жидкостей используется видеокамера типа "Panasonic NV-S900" (фиг. 1, 9) при подсветке одной или несколькими стробоскопическими лампами 10, синхронно вспыхивающими с частотой вибраций. Обработка полученного видеоизображения заключается в обмере структур и проводится с использованием компьютера. При изучении высоты рельефа граница раздела освещается пучком света в виде вертикального светового ножа, наблюдение осуществляется со стороны вертикальной боковой границы.

Заполненная жидкостями кювета укрепляется на вибраторе; при этом контролируются горизонтальность ее положения и отсутствие в полости газовых включений. Структура границы раздела изучается при заданной амплитуде и плавном увеличении (понижении) частоты вибраций. Опыты повторяются при различных амплитудах. Исследования проводятся при сравнительно малых амплитудах вибраций, поскольку колебания полости с большой амплитудой приводят к нарушению целостности границы: вспениванию и перемешиванию жидкостей. Высокая вязкость одной из жидкостей позволяет исключить параметрическую неустойчивость границы раздела.

Под действием вибраций оба слоя жидкости в противофазе совершают друг относительно друга тангенциальные колебания. Это рождает два осредненных эффекта. Во-первых, вся масса жидкостей, включая границу раздела, приходит в равномерное азимутальное движение относительно полости в направлении, совпадающем с направлением кругового движения последней. Интенсивность такого движения возрастает с увеличением интенсивности вибраций. Во-вторых, граница раздела пороговым образом теряет устойчивость и на плоской изначально поверхности возникает квазистационарный периодический рельеф, форма, высота и период которого зависят от параметров вибраций. Несмотря на то, что указанные процессы влияют друг на друга, они являются независимыми.

**2. Устойчивость границы раздела.** Рассмотрим возбуждение квазистационарного рельефа. При слабом вибрационном воздействии поверхность границы раздела остается плоской. С повышением интенсивности вибраций (частоты при заданной амплитуде) на границе раздела пороговым образом появляется пространственный периодический рельеф в виде регулярной структуры. Расположение ячеек близко к гексагональному порядку (фиг. 2, а и б), вся система совершает равномерное медленное вращение в направлении кругового движения кюветы. Рельеф возбуждается мягко



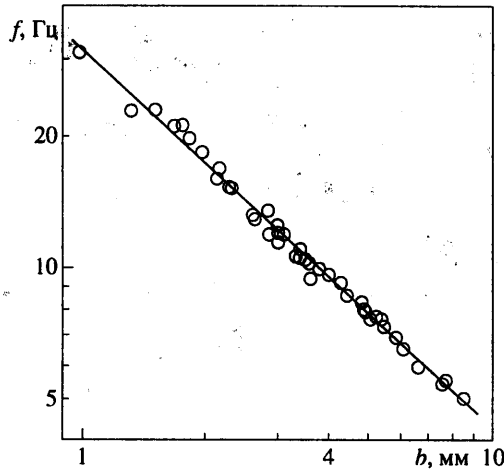
Фиг. 2. Рельеф на границе раздела жидкостей при круговых (а, б) и эллиптических (в, г) колебаниях полости:  $h = 3$  мм,  $f = 10$  (а) и  $f = 17$  Гц (б);  $h = 1$  мм,  $f = 25$  (в) и  $f = 30$  Гц (г)

и при понижении частоты исчезает в точке его возникновения. В непосредственной близости от порога устойчивости рельеф наблюдается лишь в средней части полости (фиг. 2, а), при этом амплитуда рельефа невелика. С повышением частоты вибраций амплитуда нарастает, период структуры уменьшается.

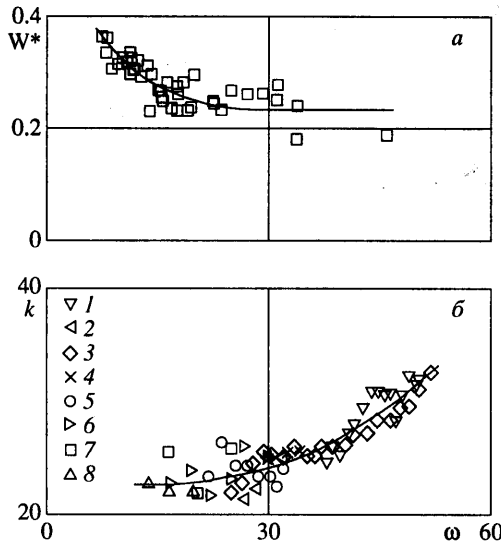
Вращение будет рассмотрено ниже. Отметим, что азимутальное движение жидкости неоднородно по радиусу: вблизи боковой границы наблюдается интенсивный поток, который движется с угловой скоростью, превышающей скорость вращения жидкости в средней части. Поток разрушает рельеф, поэтому вдоль периметра в узкой области ( $\sim 0,5$  см от внешней границы слоя) ячеистая структура не наблюдается.

Вблизи порога устойчивости, когда амплитуда рельефа невелика, иногда в ходе вращения наблюдается внутренняя перестройка рельефа, связанная с тем, что на периферии угловая скорость движения жидкости выше, чем в центральной части. Однако с надкритичностью (с увеличением высоты рельефа) рельеф становится более устойчивым, и вся система ячеек совершает равномерное вращение как единое целое (фиг. 2, б).

Из фиг. 3 видно, что с увеличением амплитуды вибраций пороговая частота возбуждения рельефа понижается. Зависимость частоты от амплитуды близка закону  $f^* \sim b^{-1}$ . Это значит, что порог устойчивости определяется величиной вибрационной скорости  $b\Omega$ , где  $\Omega = 2\pi f$ . В то же время пространственный период рельефа  $\lambda$  ( $\lambda$  – расстояние между центрами соседних ячеек) не зависит от амплитуды, но с повы-



Фиг. 3. Зависимость частоты  $f$  от амплитуды  $b$  вибраций в пороге возбуждения гексагональной структуры на границе раздела жидкостей



Фиг. 4. Критическое значение вибрационного параметра  $W^*$  в зависимости от безразмерной частоты вибраций  $\omega$  (а) и зависимость безразмерного волнового числа  $k$  от  $\omega$  для амплитуд  $b = 1.98; 2.15; 2.55; 2.60; 3.03; 4.60; 4.72$  и  $5.18$  мм (обозначения 1–8)

шением частоты снижается. Это указывает на определяющую роль частоты для структуры рельефа.

Устойчивость границы раздела может быть описана вибрационным параметром  $W$ , безразмерной частотой  $\omega$  и капиллярным параметром  $H$  [3]

$$W = \frac{(b\Omega)^2}{gh}, \quad \omega = \frac{\Omega h^2}{\nu}, \quad H = h \sqrt{\frac{(\rho_1 - \rho_2)g}{\sigma}}$$

Здесь  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости (наиболее вязкой в случае их сильного различия),  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения границы раздела сред.

Вибрационный параметр  $W$  является определяющим в пределе высоких частот, когда вязкость жидкости в ходе колебаний не проявляется (т.е. при условии, что вязкие слои Стокса толщиной  $\delta = \sqrt{2\nu/\Omega}$  малы по сравнению с вертикальным размером слоя  $h$ ). Безразмерная частота  $\omega$  характеризует отношение  $h$  к  $\delta$ ; пределу высоких частот соответствует  $\omega \gg 1$ . Параметр  $N$  определяет соотношение размера полости и капиллярной постоянной, характеризующей период рельефа. Условиям настоящего эксперимента отвечает  $N = 24$ .

Зависимость порогового значения вибрационного параметра от безразмерной частоты показывает, что с повышением  $\omega$  порог возбуждения рельефа понижается (фиг. 4, а). Аналогичная зависимость обнаружена в экспериментах с двумя жидкостями в случае прямолинейных поступательных вибраций [2], где выход на высокочастотную асимптотику наблюдался при частотах  $\omega > 600$ . Безразмерное волновое число гексагональной структуры  $k = 4\pi h/\lambda$  с повышением  $\omega$  монотонно увеличивается (фиг. 4, б). Значения волнового числа, полученные для различных амплитуд, удовлетворительно согласуются между собой. Это показывает, что параметром, определяющим пространственный период, является не надкритичность, а безразмерная частота.

**3. Анализ устойчивости границы раздела.** Сравним экспериментальные результаты (возбуждение рельефа) с данными теоретического исследования устойчивости, проведенного для высокочастотного предела в [5], где показано, что линейная задача устойчивости при поляризованных по кругу вибрациях идентична случаю прямолинейных поступательных вибраций [6]. В используемых в настоящей работе переменных нейтральная кривая имеет вид

$$W = \frac{(\rho + 1)^3}{2\rho(\rho - 1)} \left( \frac{k}{N^2} + \frac{1}{k} \right) \text{th} \left( \frac{k}{2} \right) \quad (3.1)$$

Для толстых слоев  $N \gg 1$  из (3.1) можно найти значения вибрационного параметра  $W^*$  и волнового числа  $k^*$  наиболее опасного возмущения

$$W^* = \frac{(\rho + 1)^3}{\rho(\rho - 1)} N^{-1}, \quad k^* = N \quad (3.2)$$

Для условий эксперимента ( $N = 24$ ) из (3.2) получается  $W^* = 0,57$ ,  $k^* = 24$ .

Сравнение показывает качественное согласие теоретических и экспериментальных результатов. В порог возникает гексагональные структуры с волновым числом (фиг. 4, б), соответствующим минимуму теоретической нейтральной кривой. Однако экспериментальное пороговое значение вибрационного параметра  $W^*$  находится ниже предсказанного теоретически.

Рассматривая возможные причины отличия, на первое место следует поставить высокую вязкость одной из жидкостей. Именно вследствие высокой вязкости условия настоящего эксперимента не соответствуют приближениям, используемым в теории, т.е. не соответствуют пределу высоких частот. По-видимому, этим объясняется и монотонный рост волнового числа в надкритической области с увеличением безразмерной частоты (фиг. 4, б). Как отмечалось выше, в случае прямолинейных вибраций системы двух жидкостей выход на высокочастотную асимптотику наблюдается при  $\omega > 600$ . В рассматриваемом эксперименте безразмерная частота имеет значение, на порядок меньшее. Из определения  $\omega = 2(h/\delta)^2$  следует, что для частот  $\omega \approx 30$  толщина скин-слоя (слоя Стокса)  $\delta$  составляет половину толщины слоя масла. И хотя во второй жидкости (флуоринерт) в силу его малой вязкости толщина скин-слоя на несколько порядков ниже, в целом ситуация далека от высокочастотной.

Понижение порога устойчивости границы раздела при повышении вязкости одной из жидкостей может иметь простое физическое объяснение. Рассмотрим устойчивость границы в предельном случае высоких частот, но для слоев различной

толщины. Пусть толщина нижнего слоя имеет значение  $h_1$ , верхнего –  $h_2$  (полная толщина слоя  $h = h_1 + h_2$ , относительная толщина  $\chi = h_1/h_2$ ). В случае, когда для слоев  $h_1$  и  $h_2$  выполняется приближение высоких частот, порог определяется критическим значением среднего от квадрата относительной скорости смещения жидкостей на границе раздела [7]

$$\overline{U^2} = 2\sqrt{\alpha g(\rho_1 - \rho_2)} \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 \rho_2} \quad (3.3)$$

Скорость относительного смещения жидкостей в вибрирующей полости определяется не только относительной плотностью и параметрами вибраций, но и относительной толщиной слоев. Можно показать, что для невязких жидкостей

$$U = b\Omega \frac{\rho - 1}{\rho + \chi} (1 + \chi) \cos(\Omega t) \quad (3.4)$$

Из (3.3) и (3.4) легко получить выражения для критических амплитуды скорости вибраций и вибрационного параметра

$$b^2 \Omega^2 = 4 \frac{(\rho + 1)(\rho + \chi)^2}{\rho(\rho - 1)(1 + \chi)^2} \sqrt{\frac{\alpha g}{\rho_1 - \rho_2}}, \quad W^* = 4 \frac{(\rho + 1)(\rho + \chi)^2}{\rho(\rho - 1)(1 + \chi)^2} \frac{1}{H} \quad (3.5)$$

Из (3.5) видно, что независимо от абсолютного значения толщины слоев (в предположении, однако, что оба слоя "толстые") граница устойчивости существенно зависит от относительной толщины слоя: с увеличением  $\chi$  граница понижается. Так, при относительной плотности  $\rho = 2$  увеличение  $\chi$  от 1 до 5 приводит к снижению критического значения квадрата вибрационной скорости (значит, и параметра  $W^*$ ) в 1,6 раза.

В случае, когда вязкости жидкостей сильно различаются, слой Стокса различных жидкостей имеют разную толщину. В области умеренных частот скин-слой существенно снижает эффективное сечение слоя жидкости, что приводит к изменению соотношения толщины жидкостей. В случае, когда большей вязкостью обладает легкая жидкость, это приводит к увеличению  $\chi$ , а значит, к возрастанию относительной скорости потоков. Отсюда следует неожиданное предположение, что увеличение вязкости легкой жидкости в принципе может привести к понижению порога возбуждения рельефа, т.е. может играть дестабилизирующую роль.

Другой причиной заниженного по сравнению с теорией значения  $W^*$  может быть непоступательный характер вибраций полости, вызванный изменением ее ориентации в процессе вибраций. Дело в том, что кювета закреплена на столике с помощью четырех относительно длинных стягивающих ее болтов. Не исключено, что вследствие больших тангенциальных ускорений полость может совершать незначительные угловые покачивания в противофазе со смещением столика. Наличие угловой компоненты вибраций приводит к появлению пульсационной компоненты скорости, не связанной с разностью плотностей [8]. Присутствие пульсационной компоненты может существенно изменить условия вибрационной устойчивости гетерогенной системы [9].

Обсуждаемые здесь результаты получены при круговых колебаниях полости, при этом однородность колебаний (круговая траектория движения) строго контролировалась. В случае вибраций эллиптической поляризации возможно возбуждение двумерного рельефа в виде системы параллельных холмов (фиг. 2, в), ориентированных перпендикулярно большой полуоси эллипса, описываемого произвольной точкой кюветы в горизонтальной плоскости. Структура, показанная на фиг. 2, в, напоминает рельеф, полученный в случае прямолинейных горизонтальных вибраций [2]. Однако в отличие от [2] при эллиптически поляризованных вибрациях рельеф развивается на равномерно вращающейся границе раздела. Вследствие этого двумерный рельеф

может наблюдаться лишь в течение короткого отрезка времени, поскольку вращение жидкости приводит к изменению ориентации валов. Валы при этом дробятся, образуя в некоторые моменты времени деформированную гексагональную решетку (фиг. 2, з); отдельные ячейки решетки стремятся к слиянию в направлении короткой оси эллипса. Очередное слияние ячеек в правильные валы происходит после поворота границы раздела, а вместе с ней и всей системы ячеек на  $60^\circ$ .

Таким образом, даже при эллиптических колебаниях полости неустойчивость проявляется в виде гексагонального рельефа, а его периодическая перестройка связана с периодическим же усилением одного из трех выделенных направлений. Двумерные структуры наблюдаются лишь вблизи границы устойчивости и при малых амплитудах вибраций, которым соответствует небольшая скорость вращательного движения жидкости; в надкритической области слияние ячеек в валы не наблюдается.

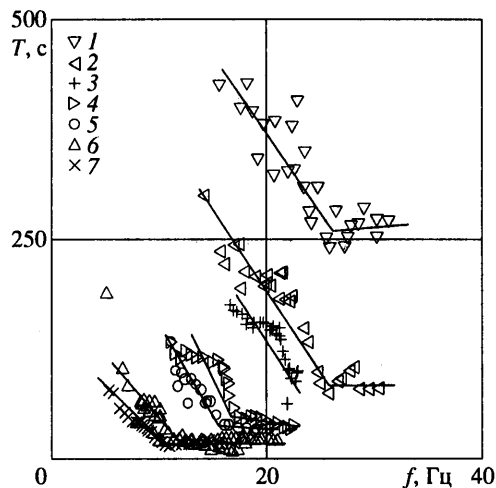
**4. Вращение жидкости.** Равномерное вращение жидкости (и границы раздела) в направлении кругового движения полости является осредненным эффектом, описание которого в литературе отсутствует. Вращение жидкости развивается пороговым образом, не связано с образованием рельефа (наблюдается как до, так и после возбуждения рельефа) и зависит от амплитуды и частоты вибраций. Скорость вращения неоднородна по радиусу: в непосредственной близости к внешней границе она значительно превышает угловую скорость в средней части кюветы. Область относительно быстрого вращения невелика (не более 0,5 см по радиусу) и совпадает с областью существования волнового движения. Волна распространяется вдоль боковой стенки кюветы по границе раздела в направлении вращения полости и вызвана совершаемыми в противофазе тангенциальными колебаниями различающихся плотностью слоев жидкости. В центральной части полости, за пределами периферийного потока, жидкость вращается практически с одинаковой угловой скоростью.

В опытах угловая скорость вращения жидкости рассчитывается по времени прохождения метками на границе раздела определенной доли полного круга. Маркерами служат стеклянные сферы диаметром  $d \approx 1$  мм, утонувшие в масле, но удерживаемые силами поверхностного натяжения на границе раздела.

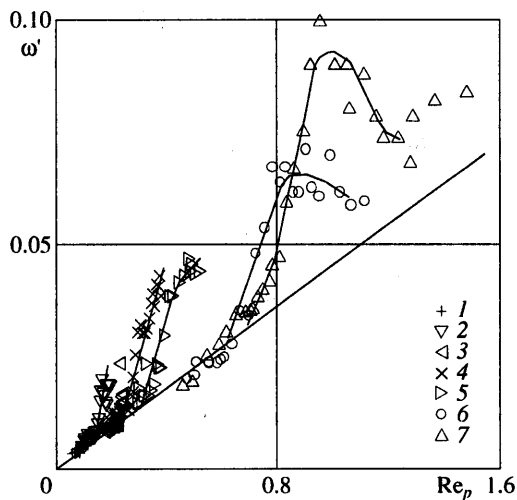
Зависимость периода вращения от частоты вибраций показана на фиг. 5. При постоянной амплитуде вибраций период вращения с увеличением частоты понижается. Для различных амплитуд экспериментальные точки образуют семейство кривых достаточно сложной и в то же время похожей формы (знаки 1–7). На начальном участке каждой кривой (в области малых частот) период изменяется обратно пропорционально частоте, т.е. угловая скорость вращения жидкости в этом случае пропорциональна скорости вибраций. С увеличением  $h$  скорость вращения жидкости повышается.

На фиг. 6 показана зависимость безразмерной угловой скорости  $\omega' \equiv 2\pi h^2/T\nu$  вращения жидкости от пульсационного числа Рэлея  $Re_p \equiv h^2\Omega/\nu$ . Здесь  $\nu$  – кинематическая вязкость масла. Начальные участки кривых для различных значений  $h$  (знаки 1–7) хорошо согласуются друг с другом, точки находятся на прямой, выходящей из начала координат. При некоторой величине  $Re_p$  кривые пороговым образом отклоняются от прямолинейной зависимости. Наблюдения показывают, что отклонение происходит в пороге возбуждения рельефа, который в свою очередь определяется значением вибрационной скорости. Таким образом, в докритической области, когда граница раздела остается плоской, угловая скорость вращения жидкости в средней части полости (на значительном расстоянии от боковой границы) пропорциональна параметру  $Re_p$ . Образование экстремума и дальнейшее поведение кривых (фиг. 6) связано с надкритической динамикой границы раздела.

**5. Обсуждение результатов.** Возбуждение на границе раздела жидкостей квазистационарного рельефа связано с неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца. Экспериментальные и теоретические результаты, как показано выше, качественно согла-



Фиг. 5. Зависимость периода вращения жидкости  $T$  от  $\omega$  для  $b = 0.98; 1.31; 1.67; 2.12; 2.63; 3.78$  и  $4.87$  мм (1–7)



Фиг. 6. Зависимость безразмерной угловой скорости вращения жидкости  $\omega' \equiv \frac{2\pi h^2}{Tv}$  от пульсационного числа Рейнольдса  $Re_p \equiv \frac{b^2 \Omega}{\nu}$ . Обозначения 1–7 соответствуют амплитудам  $b = 0.98; 1.31; 1.67; 2.13; 2.63; 4.28$  и  $4.87$  мм

суются, их количественное различие объясняется рядом причин, в частности высокой вязкостью одной из жидкостей (теория построена в приближении невязких жидкостей). Другой причиной несомненно является то, что в эксперименте неустойчивость границы раздела проявляется на фоне осредненного движения жидкости, тогда как в теоретическом анализе этот эффект не учитывается. Остановимся подробнее на эффекте вращения жидкости.

Если невязкие жидкости совершают гармонические колебания вдоль границы раздела, осредненное движение отсутствует. В рассматриваемой задаче единственным источником осредненной завихренности могут быть вязкие слои Стокса, возникающие в результате осцилляций жидкости вблизи твердых границ (стенок полости)



и вблизи границы раздела. Эффект генерации средних потоков вязкими слоями, обнаруженный еще Фарадеем [10] и позднее объясненный Рэлеем [11], в настоящее время хорошо известен. Однако в описанных в литературе случаях имеется в виду генерация компоненты завихренности, касательной к границе раздела сред (см. [12, 13]).

Осредненное движение жидкости может генерироваться бегущими вдоль границы волнами либо просто колебаниями жидкости, если их амплитуда неоднородна вдоль границы. В обоих случаях интенсивность вторичного осредненного движения определяется параметром Рейнольдса  $Re = a^2\Omega/\nu$  (здесь  $a$  – амплитуда колебаний жидкости за пределами скин-слоя).

Результаты экспериментов позволяют предположить, что в случае круговых поступательных колебаний полости имеет место качественно новое явление – генерация нормальной твердой границы компоненты осредненной завихренности в слоях Стокса вблизи плоских (горизонтальных) границ. Не исключено, что определенную роль в генерации осредненного движения играет граница раздела жидкостей. Вблизи этих границ элемент жидкости в ходе вибраций совершает круговое движение в той же плоскости, т.е. речь идет о специфическом механизме, характерном для круговых вибраций.

Сам факт генерации осредненного движения вязкими пограничными слоями убедительно подтверждается результатами эксперимента и именно тем, что интенсивность движения пропорциональна произведению  $b^2\Omega$  (фиг. 6). Это согласуется с результатами [12, 14]. На первый взгляд может показаться, что осредненное движение в средней части полости генерируется волной, бегущей по периметру и вызванной тангенциальными колебаниями слоев жидкости. Действительно, бегущая волна генерирует осредненное движение жидкости вдоль боковой (цилиндрической) границы полости. Но возбуждаемое волной движение должно угасать по мере приближения к центру, тогда как измерения показывают, что вращение жидкости в центральной части полости однородно (в центральной части полости граница раздела совершает твердотельное вращение). Этого можно ожидать в том случае, когда осредненное движение генерируется непосредственно в скин-слоях около плоских горизонтальных границ слоя.

Такое предположение подтверждается следующим опытом. Поместим на границу раздела жидкостей стеклянные частицы в непосредственной близости друг от друга так, чтобы за счет капиллярного взаимодействия они образовали элемент квазитвердой поверхности – "остров". Наблюдения показывают, что независимо от положения (в центре слоя или на периферии) кроме вращения с границей раздела "остров" совершает дополнительное вращение относительно своего центра. Таким образом, квазитвердый элемент границы вращается быстрее окружающей его свободной границы раздела. Это может быть связано с генерацией дополнительной завихренности непосредственно в скин-слоях вблизи квазитвердого элемента. Напомним, что в ходе вибраций обе жидкости в противофазе совершают круговые тангенциальные колебания вблизи границы раздела.

**Заключение.** Экспериментально обнаружено, что при круговых поступательных колебаниях полости с несмешивающимися жидкостями различной плотности проявляются два различных осредненных эффекта: 1) однородное вращение жидкости, 2) периодический пространственный рельеф на границе раздела. Осредненные эффекты проявляются независимо друг от друга, имеют различную природу и характеризуются различными вибрационными параметрами. Возбуждение стационарного рельефа, связанное с неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца, определяется величиной квадрата вибрационной скорости  $b^2\Omega^2$  (вибрационным параметром  $W$ ), азимутальное движение жидкости, вызванное генерацией осредненной завихренности в скин-слоях, определяется произведением  $b^2\Omega$  (пульсационным числом Рейнольдса).

Работа поддержана международным грантом "INTAS-94-529" и Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 00-01-00416).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ivanova A.A., Kozlov V.G., Legros J.C.* Mean dynamics of two liquid system in a cavity subjected to rotational vibrations // Proc. Joint 10<sup>th</sup> Europ. and 6<sup>th</sup> Russian Symp. Phys. Sci. in Microgravity. St. Petersburg, Russia, 1997. Moscow: Inst. Probl. Mech. RAS, 1997. V. 1. P. 270–273.
2. *Kozlov V.G., Evesque P., Ivanova A.A.* About the mean dynamics of two liquids interface under translational vibration // Proc. 27 Summer School "Nonlinear oscillations in mechanical systems (NOMS-99)", St. Petersburg (Repino), Russia, 1999. St. Petersburg: IPME RAS, 2000. P. 114–121.
3. *Иванова А.А., Козлов В.Г., Эвеск П.* Динамика границы раздела несмешивающихся жидкостей при горизонтальных вибрациях // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 3. С. 28–35.
4. *Русанов А.И., Прохоров В.А.* Межфазная тензиометрия. СПб.: Химия, 1994. 398 с.
5. *Черепанов А.А., Шинулин Д.В.* Поведение границы раздела жидкостей в вибрационном поле, поляризованном по кругу // Конвекция в системах несмешивающихся жидкостей. Екатеринбург: УрО РАН, 1999. С. 134–154.
6. *Любимов Д.В., Черепанов А.А.* О возникновении стационарного рельефа на поверхности раздела жидкостей в вибрационном поле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 8–13.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
8. *Козлов В.Г.* О вибрационной тепловой конвекции в полости, совершающей высокочастотные вращательные качания // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 3. С. 138–144.
9. *Ивашкин С.В., Козлов В.Г.* Экспериментальное исследование конвективной устойчивости плоского слоя жидкости при вращательных качаниях // Конвективные течения / Под ред. Е.М. Жуховицкого. Пермь: Изд-е Перм. пед. ин-та, 1987. С. 32–38.
10. *Faraday M.* On a peculiar class of acoustic figures, and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces // Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1831. V. 52. P. 299–340.
11. *Стретт Дж.* (лорд Рэлей). Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1955. 476 с.
12. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.
13. *Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона.* Т. 2. Ч. Б. М.: Мир, 1969. 420 с.
14. *Иванова А.А., Козлов В.Г., Любимов Д.В., Любимова Т.П., Мераджи С., Ру Б.* Структура осредненного течения, возбуждаемого вибрирующим телом с кромкой большой кривизны // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 5. С. 30–38. = *Ivanova A.A., Kozlov V.G., Liubimov D.V., Liubimova T.P., Meragy S., Roux B.* Structure of averaged flow driven by a vibrating body with a large-curvature edge // Fluid Dynamics. 1998. V. 33. № 5. P. 659–665.

Пермь

Поступила в редакцию  
3.V. 2000