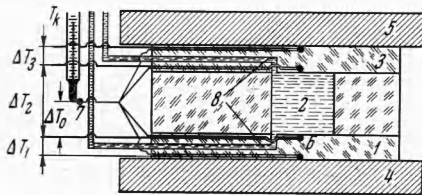


## КОНВЕКТИВНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ЖИДКОСТИ В КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

А. П. Овчинников (Пермь)

Экспериментальная модель изображена на фиг. 1. Кубическая полость 2 объемом  $1 \text{ см}^3$  выполнена внутри плексигласового блока размером  $74 \times 74 \times 16 \text{ мм}$ . Блок зажимался между латунными пластинами 4 и 5 размером  $144 \times 144 \times 6 \text{ мм}$ . Пластина 4 подогревалась электрическим нагревателем, а пластина 5 охлаждалась струйным холодильником. Полость заполнялась жидкостью через каналы 8, входящие в нее вдоль ребра. Движения жидкости визуализировались взвешенными в ней светорассеивающими частицами алюминиевой пудры. Опыты производились с водой. Тепловой контакт между пластинами и блоком улучшался машинным маслом, а между пластинами в блоке — водой, втягиваемой из полости.

Медно-константановыми термопарами с пятью спаями измерялись разности температур  $\Delta T_1$ ,  $\Delta T_2$  и  $\Delta T_3$  между гранями пластины 1, полости 2 и пластины 3 вдоль оси симметрии, а также разность температур  $\Delta T_0$  между спаями 6 и 7. Спай 7 прижат к шартику термометра, показывающему комнатную температуру  $T_k$ . Температура  $T_k + \Delta T_0 - \frac{1}{2} \Delta T_2$  в центре полости подбиралась равной комнатной, что выполнялось при  $\Delta T_0 = \frac{1}{2} \Delta T_2$  и  $T_k = \text{const}$ . После выключения нагревателя и холодильника в стационарном режиме разность температур  $\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3$  между ними экспоненциально уменьшалась, но экспериментальная постоянная  $\Delta T_1 / \Delta T_3$  и температура в центре полости мало изменялись. Близкое совпадение результатов в таком и стационарных режимах позволило считать его квазистационарным.



Фиг. 1

Числа Рейля и Нуссельта определялись так:

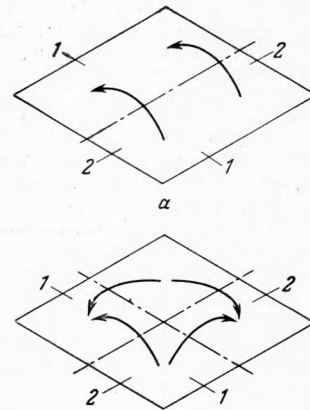
$$R = g \frac{\beta}{\nu \chi} l^3 \Delta T_2, \quad N = \frac{\kappa_1 \Delta T_1 + \kappa_3 \Delta T_3}{\kappa \Delta T_2}$$

Здесь  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\beta$ ,  $\nu$ ,  $\chi$  и  $\kappa$  — коэффициенты объемного расширения, кинематической вязкости, температуропроводности и теплопроводности воды в центре полости;  $l$  — длина ребра полости. Экспериментальные постоянные  $\kappa_1^*$  и  $\kappa_3$  найдены при подогреве жидкости сверху из равенств

$$\kappa_1^* \Delta T_1 = \kappa \Delta T_2 = \kappa_3 \Delta T_3, \text{ т. е. при } N = 1$$

В этом случае жидкость находится в механическом равновесии и переносит тепло только чистой теплопроводностью. При нарушении этого равновесия прокачиванием жидкости через полость, т. е. при конвекции,  $\kappa_1^* \Delta T_1 = \kappa_3 \Delta T_3 > \kappa \Delta T_2$  и  $N > 1$ . Следовательно,  $N - 1 \geq 0$ , взятое равным отношением потоков тепла, переносимых движением и теплопроводностью жидкости, может служить безразмерной мерой конвективного теплопереноса и мерой интенсивности движения.

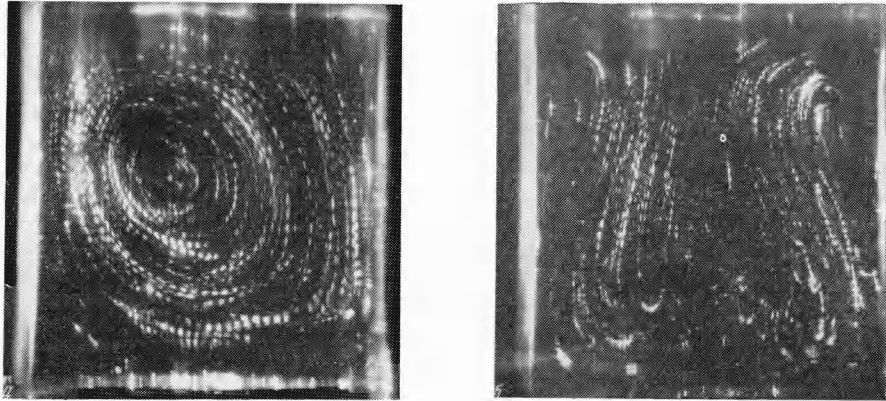
При подогреве жидкости снизу обнаружены два конвективных ламинарных течения. Их вид над средней горизонтальной плоскостью в полости схематически изображен на фиг. 2. В случае *a* (первое течение) жидкость поднимается в одной вертикальной половине полости и изливается в другую, в случае *б* (второе течение) — в двух противоположных вертикальных четвертях полости и изливается в две другие. В обоих случаях жидкость движется приблизительно по эллипсам и тем точнее, чем меньше интенсивность движения. Относительно осей полости оси эллипсов повернуты по движению жидкости. Снимки первого течения в вертикальных сечениях 1-1 и 2-2 (фиг. 2, *a*) приведены на фиг. 3, *a* и *б*, соответственно ( $R = 10.85 \cdot 10^3$ ,  $N = 2.80$ , обтурация  $0.5 \times 0.5 \text{ сек}$ , выдержка —  $15-30 \text{ сек}$ ). Снимки второго течения в вертикальном сечении 1-1 (фиг. 2, *б*) по виду почти воспроизводят фиг. 3, *a*, а в сечении 2-2 — зеркально отражают ее. Второе течение, таким образом, — зеркально-симметрично относительно вертикальных диагональных плоскостей. Следовательно, направление движения жидкости и наклон эллипсов по обе стороны от параллельной им средней вертикальной плоскости одинаковы в первом течении и противоположны во втором, причем в последнем случае таких плоскостей две. В обоих типах течений жидкость покоится у стенок из-за прилипания и в центре эллипсов, поэтому узловые плоскости



Фиг. 2

совпадают с гранями куба, а узловые прямые (осевые линии на фиг. 2) расположены в средней горизонтальной плоскости так же, как при поперечных колебаниях квадратной пластинки. Поворотом модели около горизонтальных осей можно поворачивать течения в горизонтальной плоскости на  $1/2\pi$  или изменять направления движения в них на обратные.

Уравнения теплопередачи первым и вторым течениями представлены на фиг. 4 прямыми *a* и *b* соответственно. Прямые пересекают ось абсцисс  $(N - 1)^2 = 0$  в точках  $R_1$  и  $R_2$ , являющихся критическими. Найдено, что  $R_1 = 3650 \pm 100$  и  $R_2 = 6000 \pm 200$ . Прямая *a* описывается уравнением  $(N - 1)^2 = 0.449 \cdot 10^{-3} (R - R_1)$ , прямая

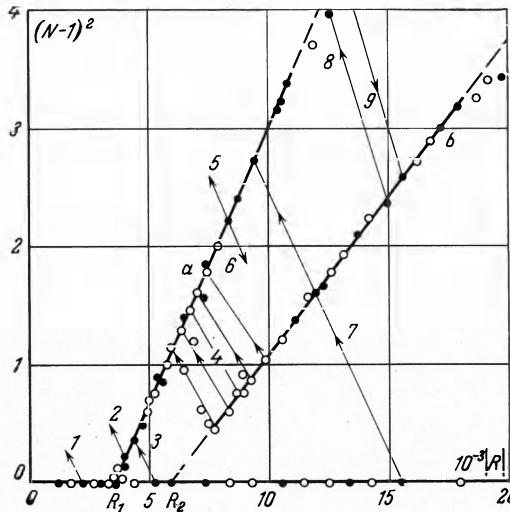


Фиг. 3

*b* — уравнением  $(N - 1)^2 = 0.267 \cdot 10^{-3} (R - R_2)$ . Таким образом, для обоих типов движений оказался справедливым закон Ландау [1-5]. Численный коэффициент связан с критическим числом в обоих уравнениях одинаковым образом:  $c_i R_i = 1.62 \pm 0.02$  ( $i = 1, 2$ ). При  $R > 3R_i$  экспериментальные точки отклоняются от прямых *a* и *b* вправо и ложатся на прямые, если по оси ординат отложить  $(N - 1)^3$  (черными кружочками обозначены точки, полученные при стационарных режимах, светлыми — при квазистационарных).

При уменьшении подогрева второе течение полностью не затухало, а при  $R > 1.3 R_2$  и  $N - 1 > 0.6$  переходило в первое (линия 4), более устойчивое. При переходе эллиптическое движение в одной половине полости останавливалось и сменялось на обратное с изменением наклона эллипсов. Вызывая смену направления движения прокачиванием через полость или деформацией температурного поля в блоке, можно первое течение перевести в менее устойчивое второе (линия 9), и наоборот (линия 8). Вблизи  $R_1$  (в опытах при  $R < R_2$ ) первое течение невозможно перевести во второе, поэтому после перемешивания оно всегда восстанавливается (линия 2). При  $R < R_1$  первое течение затухает. Механическое равновесие жидкости восстанавливается после ее перемешивания (линия 1). Температурные и гидродинамические возмущения быстро затухают при  $R < R_1$  и срывают равновесие при  $R > R_1$ .

Погасить стационарное течение при заданной разности температур  $\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3$  между гранями блока можно только поворотом модели нагревателем вверх. После поворота архимедовы силы в течение секунды демпфируют движение жидкости, а возмущенное температурное поле перестраивается в течение нескольких минут. Переходы, вызванные перевертываниями модели, показаны линиями 3 и 7. После обрат-



Фиг. 4

ного поворота архимедовы силы срывают равновесие, возникает поток от середины подогреваемой грани, что сложным образом возмущает жидкость в полости. Через несколько секунд сложные течения сменяются ламинарным, принимающим через несколько минут стационарный характер. При переходе 3 реализуется первое течение, переходе 7 — второе или первое. При этом из-за подъема горячей и опускания холодной жидкостей верхняя холодная грань полости нагревается, нижняя горячая — охлаждается, а потенциальная энергия жидкости в поле силы тяжести уменьшается. Уменьшение разности температур  $\Delta T_2$  между гранями полости вызывает увеличение разностей температур  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_3$  между гранями прикрывающих полость пластин. Незначительное уменьшение их суммарной разности вызывается некоторым уменьшением полного теплового сопротивления блока из-за конвекции в полости. Рост потока тепла через пластины и полость происходит, таким образом, при уменьшении переноса тепла чистой теплопроводностью жидкости. Отсюда следует, что при заданной разности температур между гранями массива изменение переноса тепла возмущенным движением жидкости больше по абсолютной величине, но противоположно по знаку изменению переноса тепла ее теплопроводностью (линии 1—9).

Автор благодарит Г. Ф. Шайдунова за руководство работой.

Поступила 23 VIII 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л а н д а у Л. Д. К проблеме турбулентности. Докл. АН СССР, 1944, т. 44, № 8, стр. 339—342.
2. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953, § 26—27, стр. 127—134.
3. С о р о к и н В. С. О стационарных движениях жидкости, подогреваемой снизу. ПММ, 1954, т. 18, вып. 2, стр. 197—204.
4. D o n n e l l y R. J. Experimental confirmation of the Landau law in Couette flow. Phys. Rev. Letters, 1963, vol. 10, No. 7, p. 282—284.
5. М о н и н А. С., Я г л о м А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. 1965, Изд-во «Наука», стр. 136—161.

#### ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СФЕРИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В ЖИДКОСТИ

*В. Е. Кедринский (Новосибирск)*

Для большинства задач, связанных с динамикой жидкости, содержащей пузырьки газа, существенное значение имеет характер пульсации отдельных пузырьков. Дополнительное поле давления, определяемое этими пульсациями, во многих случаях оказывает решающее действие на общее состояние пузырьковой среды. Ниже остановимся на некоторых особенностях пульсации сферического газового пузырька в сжимаемой и несжимаемой жидкостях.

1. В несжимаемой жидкости движение стенки сферического пузырька без учета вязкости определяется уравнением

$$RR'' + \frac{3}{2}R'^2 = (P(R) - P(t)) / \rho \quad (1.1)$$

Здесь  $P(R)$  — давление внутри пузырька,  $P(t)$  — приложенное давление,  $\rho$  — плотность жидкости,  $R$  — радиус пузырька; точка означает полную производную по времени. При  $P(t) = \text{const}$  и при условии адиабатичности сжатия пузырька из уравнения (1.1) легко получить

$$(R_0/R_*)^{3\gamma-3} = 1 + A(\gamma - 1) \quad (A = P/P_0) \quad (1.2)$$

(где  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $R_*$  — минимальный радиус полости,  $R_0$  — начальный радиус,  $P_0$  — начальное давление в пузырьке), а также определить время сжатия полости

$$t = 0.915R_0 \sqrt{\rho/P} \quad (1.3)$$

Но обычно приходится иметь дело с давлением, существенно зависящим от времени. В этом случае непосредственно из (1.1) не удастся определить ни времени, ни степени сжатия пузырька.

В работе [1] приводятся результаты численного решения уравнения (1.1) в безразмерной форме

$$\nu \frac{d^2y}{dz^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 = \mu \left( \frac{1}{y^{3\gamma}} - Ae^{-z} \right) \quad \left( y = \frac{R}{R_0}, z = \frac{t}{\tau}, \mu = \left( \frac{\tau}{R_0 \sqrt{\rho/P_0}} \right)^2 \right)$$