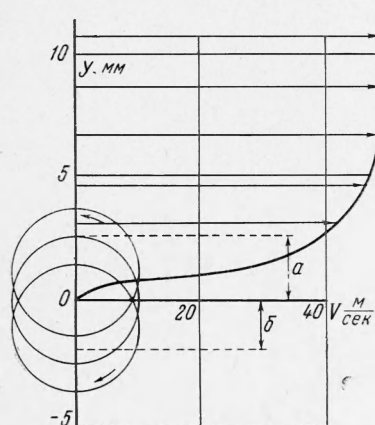


О ВРАЩЕНИИ ЦИЛИНДРА НА ГРАНИЦЕ СТРУИ

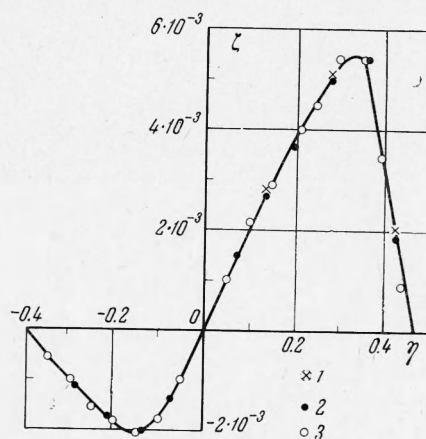
М. А. Гольдштик, В. Н. Сорокин

(Новосибирск)

Как известно, при движении вращающегося тела в потоке жидкости или газа на него действует поперечная сила Магнуса. Одной из причин, вызывающих вращение тела, является неоднородность профиля скорости потока. Для выявления зависимости угловой скорости вращения тела от параметров, характеризующих неоднородность потока, нами был поставлен следующий эксперимент. Цилиндр, имеющий возможность свободно вращаться около неподвижной оси, вносился в струю воздуха, точнее, в область границы этой струи. Результат опыта оказался совершенно неожиданным. В некотором



Фиг. 1



Фиг. 2

положении относительно границы струи цилиндр вращался в направлении, противоположном циркуляции скорости основного потока. Для изучения этого явления были проведены эксперименты с цилиндрами диаметрами 3,5, 7, 10 мм. Опыты производились на струях: осесимметричных с начальными диаметрами 10, 30 и 60 мм, а также на плоских с размерами 10 × 50, 20 × 152, 152 × 250.

Числа Рейнольдса для воздушных струй применялись в пределах $R = 10^4 - 4 \times 10^5$, для водяных струй — $R = 1,5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^4$.

Числа Рейнольдса для цилиндров при опытах на воздухе составляли $R = 10^3 - 4 \cdot 10^4$, на воде — $R = 10^3 - 3 \cdot 10^4$.

На фиг. 1 изображена эпюра скоростей в районе границы плоской струи шириной $h = 152$ мм. По оси ординат отложено расстояние y в мм от границы струи, по оси абсцисс скорость потока (м / сек).

Цилиндр в опытах помещался на расстоянии 5 мм от среза выходного сопла, т. е. в начальном участке струи, однако эффект наблюдался и при положении цилиндра в основном участке. Перемещение цилиндра поперек струи осуществлялось при помощи координатника. Скорость вращения цилиндра определялась стробоскопическим методом. Цилиндры изготовлялись из эбонита. Одна половина закрашивалась в белый цвет. Вращающийся цилиндр освещался неоновой лампочкой, частота мигания которой регулировалась звуковым генератором.

При перемещении цилиндра к оси струи от периферии (вверх на фиг. 1) наблюдалась следующая картина. Попадая в струю, цилиндр начинал вращаться по часовой стрелке. По мере передвижения цилиндра в глубь струи скорость его возрастала до некоторого максимума и далее падала до нуля, когда ось цилиндра совпадала с границей струи ($y = 0$). При дальнейшем перемещении цилиндра в глубь струи направление вращения изменялось на противоположное, вновь достигался максимум скорости и, наконец, — остановка цилиндра. На фиг. 1 показано направление вращения цилиндра в зависимости от положения его в струе: если ось цилиндра лежит в зоне b — вращение по часовой стрелке, в зоне a — против часовой стрелки.

Чтобы определить, имеет ли это явление локальный характер по отношению к струе или является следствием взаимодействия всей струи с цилиндром, ширина струи h менялась в пределах от 10 до 152 мм, когда практически ее можно считать полубесконечной. Выяснилось, что «встречное» движение цилиндра представляет собой локальное явление, возникающее на границе любой струи, размер которой превосходит радиус цилиндра. Выяснилось также, что обнаруженный эффект изменения направления

вращения имеет место не только для цилиндра, но и для шара, на границе как плоских струй, так и осесимметричных, на водяных струях и воздушных.

Зависимость числа оборотов цилиндра от расходной скорости в струе оказывается практически линейной. Однако вращение начинается не при сколь угодно малой скорости, а лишь когда скорость достигает некоторой величины V_0 . Это обусловлено наличием постоянного момента трения оси цилиндра в подшипниках. В проведенных опытах цилиндр был насажен на часовую ось, вращающуюся в подшипниках, в качестве которых использовались рубиновые часовые камни. В этих условиях момент трения был весьма мал, так что величина V_0 не превосходила 1 м/сек , но она оказывалась разной для разных положений цилиндра.

Данные опытов в координатах

$$\zeta = \frac{\omega r}{V - V_0}, \quad \eta = \frac{y}{d}$$

представленные на фиг. 2, где $\omega r \text{ м/сек}$ — окружная скорость вращения цилиндра, $V \text{ м/сек}$ — скорость жидкости или газа на оси струи, $d \text{ мм}$ — диаметр цилиндра; точки 1, 2, 3 соответствуют цилиндрам с диаметрами $d = 3.5, 7, 10 \text{ мм}$.

В качестве величины y бралось расстояние от точки, при переходе через которую направление вращения меняло знак.

Результаты обработки опытов хорошо ложатся на одну кривую. Теоретического объяснения описанного здесь явления пока не дано.

Поступила 23 III 1965

О ДВИЖЕНИИ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ

В. М. Бузицов, Б. А. Луговцов, Е. И. Шер

(Новосибирск)

Рассматривается движение газового пузыря, возникающее под действием сил поверхностного натяжения в невесомой вязкой жидкости с градиентом температуры. Дана теория стационарного движения пузырька в поле с постоянным градиентом температуры в случае малых чисел Рейнольдса. Приведены результаты эксперимента, качественно согласующиеся с теорией¹.

Пусть в неограниченной невесомой вязкой жидкости имеется газовый пузырек радиуса r_0 . Будем рассматривать движение пузырька столь малого размера, что силами инерции можно пренебречь по сравнению с вязкими силами. В неравномерно нагретой жидкости вследствие зависимости коэффициента поверхностного натяжения от температуры возникают силы, под действием которых пузырек может перемещаться.

Рассмотрим стационарное движение пузырька в жидкой среде с постоянным градиентом температуры. Известно [4], что в этом случае в покоящемся пузырьке градиент температуры также будет постоянным. Будем считать, что при движении пузырька градиент температуры внутри него сохраняет постоянное значение. Будем также пренебрегать зависимостью коэффициента вязкости от температуры.

При малых числах Рейнольдса уравнения движения несжимаемой вязкой жидкости имеют следующий вид:

$$\text{grad } p = \eta \Delta v, \quad \text{div } v = 0 \quad (1)$$

Выберем систему координат так, чтобы градиент температуры был направлен по оси z . Пусть пузырек движется с постоянной скоростью V вдоль оси z , что очевидно из соображений симметрии. Перейдем в систему координат, связанную с центром пузырька, и рассмотрим задачу в сферических координатах. В этом случае уравнения (1) с учетом симметрии относительно оси z ($v_\varphi = 0$) в общепринятых обозначениях имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial r} &= \eta \left(\frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_r}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{\text{ctg } \theta}{r^2} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} - \frac{2U_r}{r^2} - \frac{2\text{ctg } \theta}{r^2} U_\theta \right) \\ \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} &= \eta \left(\frac{\partial^2 U_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{\text{ctg } \theta}{r^2} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \frac{U_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} \right) \quad (2) \\ \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{2U_r}{r} + \frac{U_\theta \text{ctg } \theta}{r} &= 0 \end{aligned}$$

¹ Замечание от редакции. Перед самым выходом выпуска журнала в свет авторы обратились с письмом в редакцию; им стала известна работа, в которой рассматривалась аналогичная задача The motion of bubbles in a vertical temperature gradient. N. O. Young, L. S. Goldstein, and M. J. Block. J. of Fluid mechanics, 1959, vol. 6, p. 3 по техническим причинам редакция не могла выполнить просьбы авторов задержать работу с тем, чтобы они могли сопоставить результаты.