

ПОГРУЖЕНИЕ ШАРА В ОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ

В. И. БУКРЕЕВ, В. А. КОСТОМАХА, Е. М. РОМАНОВ

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: bukreev@hydro.nsc.ru, kostomakha@hydro.nsc.ru

This paper presents experimental study on free fall of spheres having negative buoyancy in otherwise quiescent homogeneous liquid. The data on the motion trajectory and three components of the velocity vector are obtained. It is shown that the spheres undergo zigzag motion so that the direction of horizontal velocity components changes with regular frequency. The results are compared with the characteristics of flow around restrained spheres. In particular, it is found that, for the same Reynolds number, the drag coefficient of free-falling spheres is higher and the Strouhal number is approximately two times lower than the corresponding values for restrained spheres.

Введение

Задаче обтекания закрепленного шара безграничным равномерным стационарным потоком однородной жидкости со скоростью U_∞ посвящена обширная литература (например [1–5]). В этом случае плотность шара не имеет значения, у шара нет ни одной степени свободы, а картина движения жидкости определяется только одним безразмерным параметром: числом Рейнольдса $Re = U_\infty D / \nu$, где D — диаметр шара, ν — кинематический коэффициент вязкости жидкости. Для силы сопротивления шара $F_z = C_z \frac{\pi D^2 U_\infty^2}{4}$, характеризующей коэффициентом сопротивления C_z , существенна только плотность жидкости ρ . Для C_z имеется теоретическая формула Стокса [2]

$$C_z = 24/Re \quad (1)$$

и ее уточнение, данное Озееном и Гольдштейном [6]:

$$C_z = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re - \frac{19}{1280} Re^2 + \dots \right). \quad (2)$$

Эти формулы имеют ограниченный диапазон применимости (при $Re < 2$).

Рассматриваемая здесь задача о свободном движении твердого шара в безграничной однородной жидкости из состояния покоя (рис. 1) значительно сложнее. В этом случае шар имеет шесть степеней свободы,

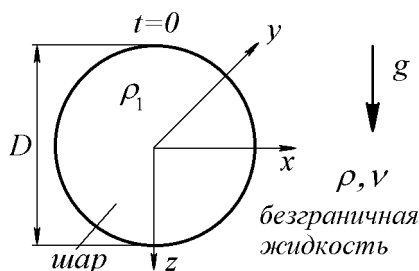


Рис. 1. Постановка задачи и обозначения.

его движение взаимосвязано с порождаемым им течением жидкости и задана не скорость набегающего потока, а сила плавучести $F_z = (\rho_1 - \rho)g \frac{\pi D^3}{6}$, где ρ_1 — плотность материала шара, g — ускорение свободного падения. Система координат показана на рис. 1. В этой задаче имеется уже два независимых

*Работа выполнена при финансовой поддержке программы интеграционных фундаментальных исследований СО РАН (проект 2000–1).

безразмерных параметра, выбор которых неоднозначен. В данной работе в качестве таких параметров принимаются

$$\varepsilon = (\rho_1/\rho) - 1$$

и

$$Ar = \varepsilon g D^3 / \nu^2,$$

а в качестве характерных масштабов длины и времени — величины $L = D$ и $T = D^2/\nu$, соответственно. Следует отметить, что даже знак ε , определяющий случаи погружения и всплытия шара, может влиять на характер его движения.

Несмотря на то, что свободное падение шаров изучалось многими выдающимися учеными, включая И. Ньютона [7], соответствующая количественная информация пока еще очень бедна. Наиболее полно она представлена в обзоре [8]. В качестве примеров недавних работ можно отметить [7, 9, 10]. Найдено, в частности, что при определенных условиях шар движется по криволинейной траектории и что со временем вертикальная компонента скорости выходит на постоянное асимптотическое значение u_∞ . Для этой скорости имеется теоретическая формула Стокса

$$u_\infty = \frac{1}{18} \frac{\rho_1 - \rho}{\rho} \frac{g D^3}{\nu}. \quad (3)$$

Если коэффициент сопротивления свободного шара в асимптотическом режиме определить формулой

$$F_z^* = C_z^* \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{u_\infty^2}{2}, \quad (4)$$

то в соответствии с (3) и (4) $C_z^* = 432/Ar$. Опыт показывает, что и эти формулы также имеет ограниченный диапазон применимости [7–9]. В частности, коэффициент сопротивления C_z^* , в отличие от C_z , оказывается функцией не одного, а двух независимых безразмерных параметров ε и Ar .

Решение Стокса получено на основе полных уравнений движения вязкой жидкости, но при дополнительном предположении, что движение шара является прямолинейным, а течение жидкости осесимметричным. Причины отклонения от прямолинейной траектории наиболее детально изучены в [9]. Данная работа является продолжением [9]. Ее цель — получение экспериментальной информации в более широком диапазоне параметров задачи и для большего числа функций от этих параметров.

1. Экспериментальная установка и методика

Опыты выполнялись в баке высотой 1,05 м прямоугольного поперечного сечения 45×45 см со стенками из стекла (рис. 2). Шары подвешивались на рыболовной леске толщиной 0,1 мм. Леска закреплялась

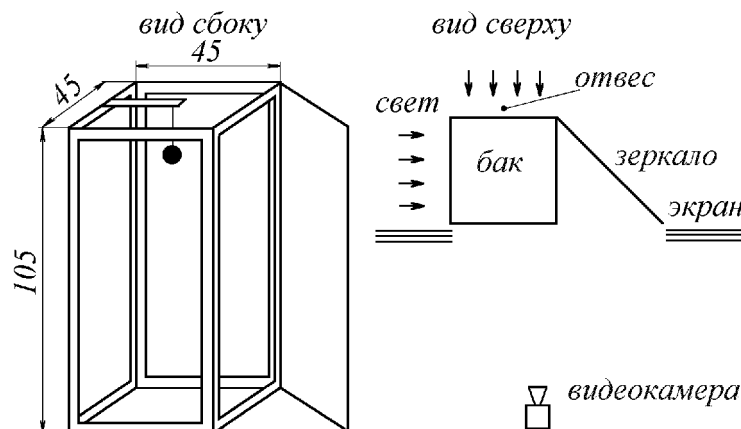


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. Размеры в см.

зажимом, который освобождался электромагнитным реле. В момент освобождения загоралась сигнальная лампочка. Освещение осуществлялось лампами “Фотон”. Съемка выполнялась видеокамерой. Обработка видеозаписи осуществлялась на компьютере. Для получения двух проекций использовалось зеркало.

За задней стенкой бака располагался отвес, дававший на видео кадрах вертикальную реперную линию. Лишний свет отгораживался экранами. Использовалась водопроводная вода, очищенная от загрязнений и воздуха специальным фильтром.

Для учета оптических искажений перед основными опытами осуществлялась съемка эталона длины (калиброванного стержня), помещенного на разные участки по высоте и ширине бака. Выполнялся также ряд других вспомогательных опытов. В них изучалось влияние свободной поверхности, значительного изменения формы тела и смещения его центра тяжести, а также влияние существенного смещения начального положения шара к одной из стенок сосуда. В результате выбраны такие условия проведения основных опытов, в которых параметры D , ρ , ρ_1 , g и ν были действительно определяющими, а все остальное могло быть отнесено к малым возмущениям, которые неизбежно имеют место на практике.

Варьировались диаметр и плотность шара. Диаметр принимал значения 2, 3, 4 и 5 см, а плотность шара превышала плотность воды на 10% – 40%. Был повторен следующий известный опыт Л. Прандтля [1], но не с закрепленным, а со свободно погружающимся шаром. В случае закрепленного шара при числе Рейнольдса порядка $2,5 \cdot 10^5$ имеет место кризис сопротивления, а именно: резко уменьшается от постоянного значения при меньших числах Рейнольдса, равного примерно 0,42, до значения около 0,09 при $Re = 4 \cdot 10^5$. Причину этого эффекта и объяснил Л. Прандтль. Он закрепил на шаре немного впереди его экватора тонкое проволочное кольцо. При этом, казалось бы, сопротивление шара должно возрасти. Однако оно уменьшилось, причем кризис сопротивления произошел при существенно меньшем значении числа Рейнольдса, чем для шара без кольца. Этот эффект связан с тем, что сила сопротивления шара определяется двумя слагаемыми: сопротивлением трения и сопротивлением давления. Кольцо увеличило сопротивление трения, но более существенно уменьшило сопротивление давления.

В данных опытах использовались два шара одинаковой плотности и диаметра ($1,2 \text{ г/см}^3$ и 3 см, соответственно). Один из них был гладким, а на втором имелось колечко высотой 0,25 мм, расположенное на 3 мм впереди экваториального сечения.

2. Результаты опытов

На рис. 3 приведен пример траектории центра шара. Координаты нормированы на диаметр шара. Направление движения показано стрелками. Можно видеть, что на некотором начальном участке траектории, длина которого зависит от параметров задачи, шар погружается вертикально. Затем он резко отклоняет-

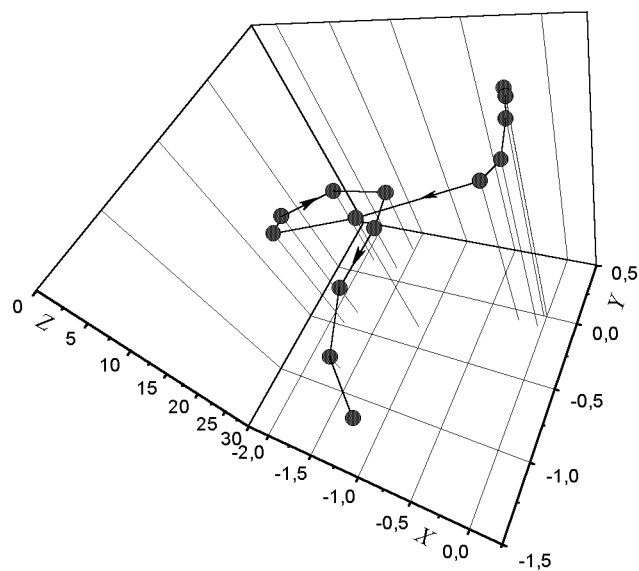


Рис. 3. Пример траектории центра шара. $D = 3 \text{ см}$, $\rho_1 = 1,205 \text{ г/см}^3$ ($Ag = 5,46 \cdot 10^7$, $\varepsilon = 0,206$).

ся от оси и движется по траектории, которая в данном случае имеет винтовой характер. В общем случае отклонения шара случайны по направлению, однако моменты смены направления движения регулярны. И в данном примере, и при всех других рассмотренных значениях параметров максимальное отклонение от вертикали было порядка двух диаметров шара.

В [9] приведены фотоснимки, объясняющие причину отклонения траектории от вертикали. Как и в случае обтекания закрепленного шара, при достижении определенной скорости происходит отрыв потока от поверхности шара с образованием кольцевого вихря. Отрыв кольцевого вихря меняет скорость движения шара по закону сохранения импульса, причем не только по величине, но и по направлению. Направление отрыва вихря и соответствующая реакция шара зависят от неконтролируемых малых параметров, например от неоднородностей шероховатости поверхности шара или его плотности. Это и обуславливает отклонение от прямолинейной траектории. При дальнейшем движении процесс отрыва вихря повторяется, причем теперь уже с определенной закономерностью. Количественно эта закономерность характеризуется зависимостью числа Струхала $St = fD/u_\infty$ от параметров задачи (f — частота отрыва вихрей).

На рис. 4, заимствованном из [10], представлена эта зависимость числа Струхала от числа Рейнольдса. Точками 1 и штриховой линией 2 показаны результаты опытов [10] по обтеканию закрепленного шара в воде и воздухе соответственно. Линии 3 и 4 дают представление о результатах опытов [11] и [12] также с закрепленными шарами. Точками 5 показаны результаты данных опытов со свободными твердыми шарами, точками 6 — результаты опытов с жидкими каплями [13].

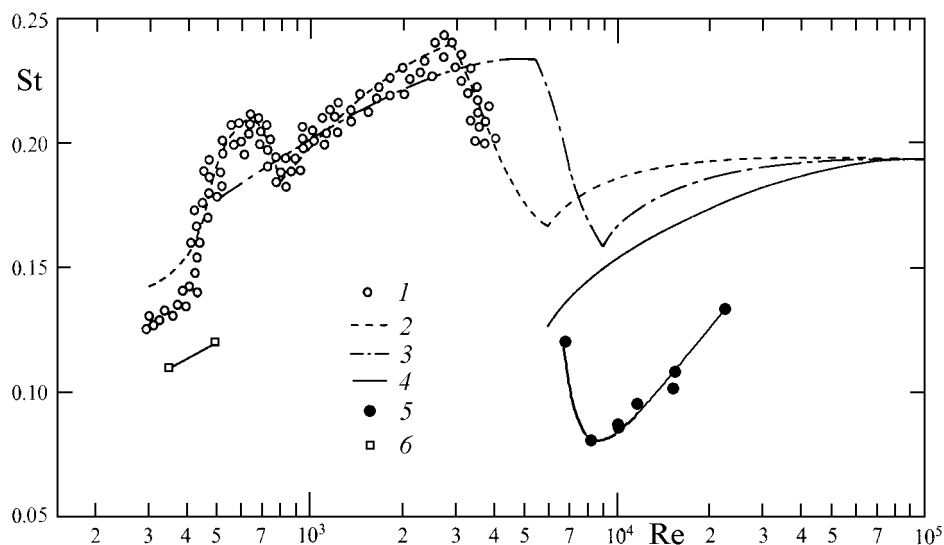


Рис. 4. Зависимость числа Струхала от числа Рейнольдса.

Видно, что при одинаковых числах Рейнольдса безразмерная частота срыва вихрей при свободном погружении шара примерно вдвое ниже, чем для закрепленного шара. Интересно отметить, что локальный минимум зависимости для свободно погружающегося шара примерно соответствует локальному минимуму этой же зависимости для закрепленного шара. Однако, если уменьшение величины в области чисел Рейнольдса от $3 \cdot 10^3$ до $8 \cdot 10^3$ для закрепленного шара объясняют переходом ламинарного пограничного слоя к турбулентному, то применительно к свободно погружающемуся шару подобное объяснение может оказаться несправедливым. Заметно меньшие значения величины получены также в экспериментах [13], где изучалось свободное погружение капель одной жидкости в другой.

На рис. 5 приведена зависимость от вертикальной координаты всех трех компонент скорости шара при том же сочетании параметров, что и для рис. 3.

Обращает на себя внимание то, что вертикальная компонента скорости асимптотически выходит на постоянное значение u_∞ , а для двух других компонент, которые сравнимы по порядку величины, но существенно меньше вертикальной компоненты, имеет место достаточно четкая периодичность и антисимметрия по направлению.

Как и в [9], в данных опытах очень большой оказалась скорость, при которой образовался первый вихрь. Соответствующее число Рейнольдса было порядка 30 000, тогда как для закрепленного шара кормовые вихри образуются уже при числах Рейнольдса порядка 300.

По асимптотической скорости погружения подсчитывались число Рейнольдса $Re^* = u_\infty D/\nu$ и коэффициент сопротивления C_{z^*} , которые для свободного шара являются функциями от Ag и ε . Результаты приведены на рис. 6. Для сравнения на этом рисунке приведена сплошная кривая 1, которая обобщает результаты опытов с обтеканием закрепленного шара [2]. Нанесены также результаты расчетов по форму-

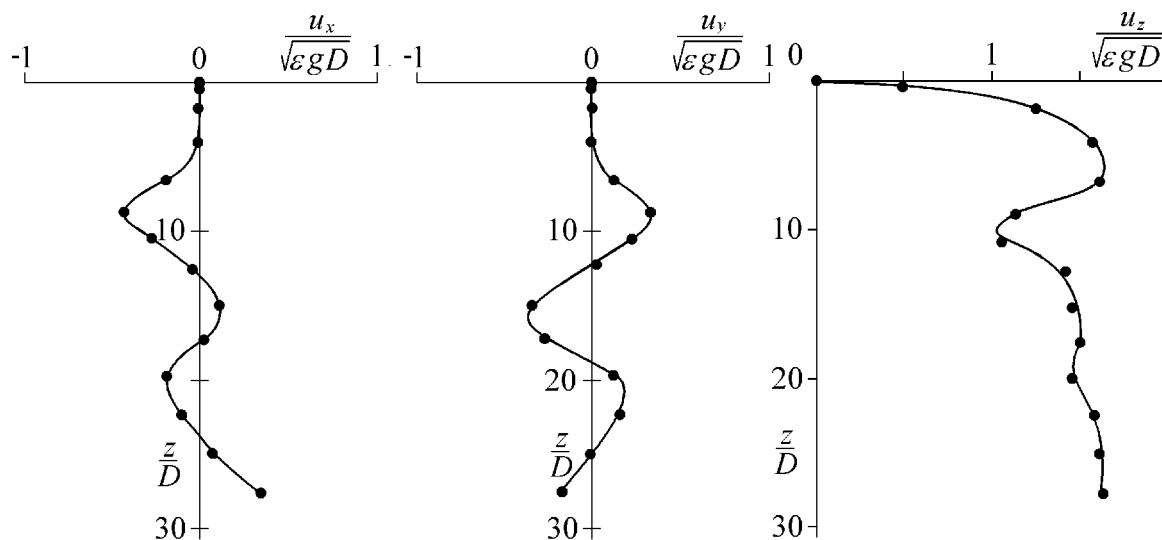


Рис. 5. Компоненты скорости.

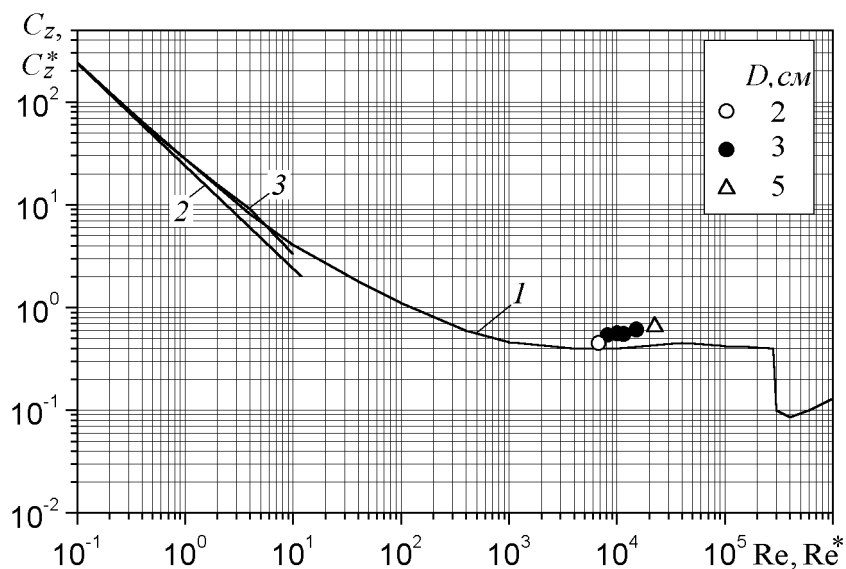


Рис. 6. Зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса.

лам (1) (линия 2) и (2) (линия 3). Экспериментальные точки, полученные в данных опытах, объединены в три группы по диаметру шара.

Можно видеть, что при одинаковых значениях числа Рейнольдса коэффициент сопротивления свободного шара заметно больше, чем закрепленного. Существенно то, что в изученном диапазоне чисел Рейнольдса коэффициент сопротивления закрепленного шара не зависит от этого параметра, а для свободного шара такая закономерность не выполняется. Таково влияние дополнительных степеней свободы. Примечательна в этом отношении следующая экспериментальная информация. При проведении опытов с обтеканием шара в аэродинамической трубе используются разные способы его закрепления. Экспериментальные данные, представленные линией 1 на рис. 6, получены при закреплении шара на горизонтальном стержне в кормовой части. Для них в области подобия по числу Рейнольдса (независимости от этого параметра) коэффициент сопротивления лежит в пределах 0,42 – 0,45. В работе [3] шар закреплялся четырьмя растяжками из тонких проволочек, и получено значение коэффициента сопротивления, равное 0,48. Некоторое превышение обусловлено тем, что из кормовой части был убран стержень, улучшающий обтекаемость шара. В [4] шар закреплялся двумя проволочными растяжками. В результате он имел дополнительную степень свободы: кручение относительно растяжек, и его коэффициент сопротивления оказался равным 0,31.

Полученные ранее экспериментальные данные о коэффициенте сопротивления свободно погружающегося шара подытожены в [8]. К сожалению, их пока слишком мало для более детального анализа этой функции от двух параметров.

Повторение опыта Прандтля для свободного шара показало, что в отличие от случая закрепленного шара кольцо увеличило коэффициент сопротивления примерно на 18 % и уменьшило максимальное отклонение от вертикали примерно на 30 % по сравнению с тем же шаром без кольца. Кроме того, усложнилась картина движения. После потери устойчивости наряду с движением по винтовой траектории шар с кольцом совершал сравнительно небольшие колебания относительно плоскости, в которой располагалось кольцо. Эти колебания аналогичны тем, которые совершает свободно погружающаяся пластина.

В заключение можно отметить, что примеры смены типа симметрии движения имеют фундаментальное значение для общей физики. Анализ этого вопроса применительно к гидродинамическим процессам выполнен в [14]. Одним из наиболее интересных результатов данных опытов можно считать выявление перехода от осевой к винтовой симметрии еще в одной четкой по постановке гидродинамической задаче. Эта задача интересна и как один из примеров потери устойчивости при взаимосвязанном движении твердого тела и жидкости. Полученная экспериментальная информация полезна для построения и тестирования соответствующих математических моделей теории гидродинамической устойчивости.

Список литературы

- [1] ПРАНДТЛЬ Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1949. 520 с.
- [2] ШЛИХТИНГ Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.
- [3] БУКРЕЕВ В.И., ВАСИЛЬЕВ О.Ф., ЛЫТКИН Ю.М. О влиянии формы тела на характеристики авто-модельного осесимметричного следа // ДАН СССР. 1972. Т. 207, № 4. С. 804–807.
- [4] UBEROI M.S., FREYMUTH P. Turbulent energy balance and spectra of the axisymmetric wake // Phys. Fluids. 1970. Vol. 13, No. 9. P. 2205–2209.
- [5] TANEDA S. Visual observations of the flow past a sphere at Reynolds numbers between 10^4 and 10^6 // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 85. P. 187–192.
- [6] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
- [7] VIETS H., LEE D.A. Motion of freely falling spheres at moderate Reynolds numbers // AIAA J. 1971. Vol. 9, No. 10. P. 2038–2042.
- [8] SCHILLER L. Fallversuche mit Kugeln und Scheiben. Handbuch der Experimentalphysik. 1932. Vol. 2, Bd. 4. P. 337–387.
- [9] БУКРЕЕВ В.И., ГУСЕВ А.В. Движение шара в жидкости под действием силы тяжести // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 4. С. 42–49.
- [10] SAKAMOTO H., HANUI H. The formation mechanism and shedding frequency of vortices from a sphere in uniform shear flow // J. Fluid Mech. 1995. Vol. 287. P. 151–171.
- [11] KIM K.J., DURBIN P.A. Observation of the frequencies in a sphere wake and drag increase by acoustic excitation // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31, P. 3260–3265.
- [12] ACHENBACH E. Vortex shedding from spheres // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 62. P. 209–221.
- [13] MAGARVEY R.H., BISHOP R.L. Transition ranges for three-dimensional wakes // Can. J. Phys. 1961. Vol. 39. P. 1418–1422.
- [14] CRAWFORD J.D., KNOBLOCH E. Symmetry and symmetry-breaking bifurcation in fluid dynamics // Annu. Rev. Fluid Mech. 1991. Vol. 23. P. 741–787.