

УДК 535.8

ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ПЛЁНКИ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПО СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. П. Белоусов, П. Я. Белоусов

*Учреждение Российской академии наук
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 1
E-mail: abelousov@ngs.ru*

Оптическим методом измерена зависимость толщины плёнки жидкости, стекающей по поверхности шара в поле силы тяжести, от расхода жидкости и полярной координаты. Приведены результаты сравнения экспериментальных данных с теоретическими оценками.

Ключевые слова: плёночное течение, сферическая поверхность, оптический метод измерения толщины плёнки.

Введение. Плёночное течение жидкости по поверхностям сложной геометрической формы встречается в большом количестве технологических процессов, происходящих в топочных камерах, насадочных адсорберах, испарителях, конденсаторах и т. д. Можно выделить следующие канонические формы поверхностей: конус, цилиндр, сфера. В каждом случае характер течения имеет свои отличительные особенности и расчёт таких течений сопряжён со значительными трудностями. Основные результаты расчёта относятся к стационарным течениям при малых числах Рейнольдса [1].

Мгновенная локальная толщина плёнки жидкости является наиболее важной величиной, подлежащей измерению. Для этого используют следующие методы: касание поверхности плёнки остриём иглы [2]; измерение интенсивности радиоактивного излучения, зависящей от количества растворённого радиоактивного вещества в данном месте и, следовательно, от толщины плёнки [3]; измерение интенсивности γ -излучения, прошедшего через слой жидкости толщиной h [4]; измерение интенсивности света, прошедшего через слой подкрашенной жидкости [5]; измерение электрической ёмкости между рабочим участком и зондом, помещённым над плёнкой [6]; измерение электрической проводимости между двумя электродами, встроенными на одном уровне со стенкой [7]; регистрация тени плёнки жидкости, движущейся по наружной поверхности трубы [8]; измерение интенсивности свечения от флуоресцирующего вещества, растворённого в жидкости [9]; фотографирование столбика жидкости, возникающего при прохождении лазерного излучения через плёнку жидкости [10]; фотографирование интерференционных полос при освещении плёнки широким пучком монохроматического света [1]. Несмотря на важность этих измерений пока нет методов, полностью удовлетворяющих предъявляемым требованиям. Метод касания не позволяет проводить непрерывные измерения толщины плёнки; метод радиоактивных добавок ввиду нелинейной зависимости интенсивности излучения от толщины плёнки требует сложной тарировки. Метод γ -просвечивания чувствителен к толщине подложки, по которой движется плёнка, и его локальность ограничена размерами радиоактивного источника. Недостатками метода поглощения светового потока являются нелинейная связь между толщиной плёнки и поглощением света, трудности учёта эффектов преломления, отражения и рассеяния в плёнке. Локальность ёмкостных датчиков ограничена ёмкостью подводных проводов и других элементов, а их показания зависят

от влажности воздуха и плёнки конденсата на его поверхности. Датчики проводимости хорошо передают форму волны при $\lambda \geq b$ (в линейном диапазоне), где λ — длина волны, b — расстояние между электродами. Использование нескольких датчиков приводит к проблеме взаимного влияния, обусловленной образованием единой электрической цепи. Флуоресцентно-спектроскопический метод ввиду громоздкости аппаратуры неприемлем для каналов сложной геометрии. Верхний предел измерения толщины плёнки интерферометрическим методом мал и составляет около 25 мкм. Наиболее перспективным методом исследования двумерных течений является теневой метод, обладающий высокой локальностью (0,01 мм) и точностью (от 0,5 до 5 %).

Все перечисленные методы позволяют измерять локальную толщину плёнки. Для определения распределения толщины плёнки по обтекаемой поверхности необходимо проводить измерения во многих точках и затем строить распределение средних значений толщины в зависимости от координаты обтекаемой поверхности. Мгновенное распределение толщины требует одновременных локальных измерений во многих точках, что значительно усложняет эксперимент.

Оптический метод измерения толщины плёнки. В данной работе используется метод измерения геометрических параметров капель и пузырей в двухфазных потоках, работающий при различных размерах объектов как в отражённых, так и в преломлённых световых пучках, предложенный в [11], где отмечается, что капли не обязательно должны быть сферическими и возможно получить изображения больших сечений несферических объектов. Обтекаемая жидкостью сферическая поверхность принципиально не отличается от капли в двухфазном потоке. Таким образом, если метод позволяет регистрировать и измерять с высокой точностью капли жидкости любого размера, то он пригоден и для определения границ большого сечения объектов, обтекаемых жидкостью с внешней стороны. В отражённых световых пучках возможна диагностика непрозрачных обтекаемых объектов. Обтекаемые прозрачные объекты (шары, цилиндры, конусы и т. д.) могут быть оконтурены и измерены в проходящих (преломлённых) световых пучках. Все объекты, обтекаемые снаружи, большим сечением своей свободной границы раздела жидкость — воздух определяют как круглую, так и не круглую границу выходного люка оптической системы. Эта граница может быть оконтурена, и её геометрические параметры точно измерены. Такой метод мгновенного определения внешней границы большого сечения сухого и обтекаемого жидкостью шара был применён в данной работе и позволил получить профили толщин плёнки воды, движущейся по поверхности шара.

Ограниченность существующих методов измерения гидродинамических параметров плёночных течений явилась причиной малого количества экспериментальных работ, посвящённых изучению течения плёнок жидкости по геометрически сложным поверхностям. Это затрудняет проверку теоретических моделей и, следовательно, разработку систем тепломассообмена.

Представленная работа посвящена экспериментальному изучению течения плёнки жидкости в поле силы тяжести по сферической поверхности радиусом 9 мм при умеренных числах Рейнольдса ($Re \sim 21-123$).

Апробация метода. Для изучения обтекания сферы был создан экспериментальный стенд, изображённый на рис. 1 (g — ускорение свободного падения, r — радиальная координата, R — радиус сферы, θ — полярный угол, φ — азимутальный угол). Жидкость (дистиллированная вода при комнатной температуре) из бака постоянного уровня 1 проходила через ротаметр 2, вентиль 3, инжектор 4 и в виде тонкой плёнки растекалась по сфере 5. Изображение сферы фиксировалось CCD-матрицей 6 размера 3200×2400 пикселей и поступало на систему обработки 7. Внутренний диаметр инжектора и расстояние от инжектора до вершины обтекаемой поверхности составляли 2 мм.

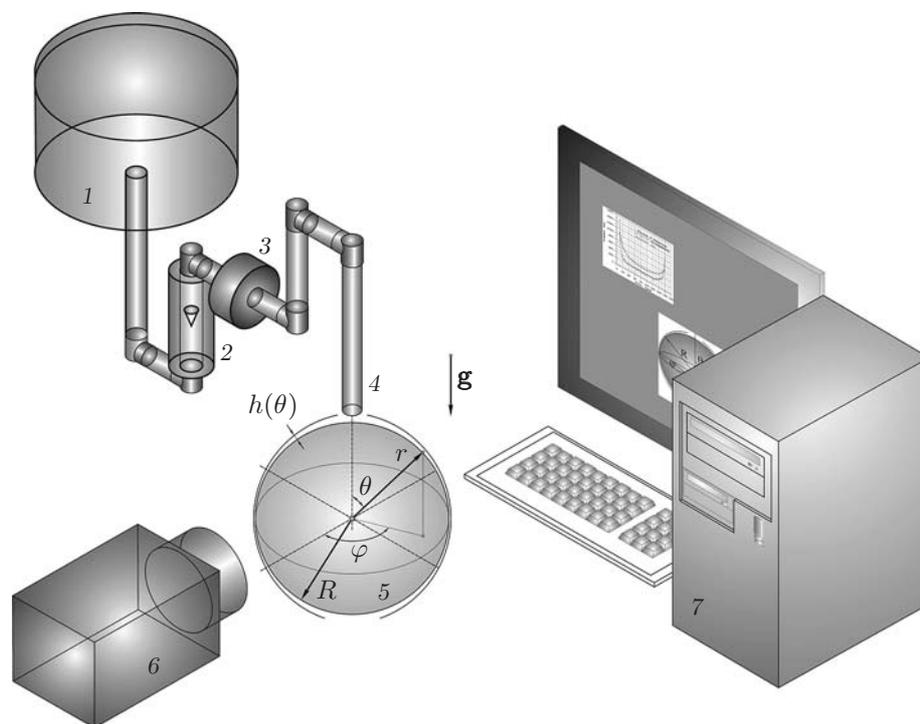


Рис. 1

Толщина плёнки определялась посредством обработки изображения. В первую очередь проводилась съёмка сферы без плёнки (рис. 2, кадр A_1). Затем без сдвига камеры регистрировалась сфера с плёнкой жидкости B_1 при различных расходах. Полученные изображения контрастировались и находилось положение границ (кадры A_2, B_2, A_3, B_3). Далее изображения A_3 и B_3 складывались. Расстояние между границами изображений A_3 и B_3 вдоль нормали к поверхности сферы есть толщина плёнки. Относительная погрешность метода зависела от параметров оптической системы и в условиях эксперимента не превышала 10 %.

Для описания течения плёнки жидкости по сферической поверхности удобно использовать сферическую систему координат, представленную на рис. 1. В предположении, что толщина плёнки $h(\varphi) \Big|_{\theta=\text{const}} = \text{const}$, задача сводится к двумерной, и тогда достаточно определить зависимость $h(\theta)$ для одного значения координаты φ .

Измерения толщины плёнки h проводились в диапазоне углов $10^\circ < \theta < 168^\circ$ и $-10^\circ > \theta > -168^\circ$ через интервал $\Delta\theta = 2^\circ$. На рис. 3, a, b представлены экспериментальные результаты для минимального $Q = 1,18$ мл/с ($Re = Q/2\pi R\nu \simeq 21$) и максимального $Q = 6,95$ мл/с ($Re \simeq 123$) расходов жидкости. При $\varphi = 90^\circ$ значение $\theta > 0^\circ$ соответствует правому (кружки), а $\theta < 0^\circ$ — левому (треугольники) полушариям.

В работе [1] приведена приближённая формула, позволяющая по известному расходу жидкости Q и радиусу сферы R вычислить толщину плёнки, растекающейся по одиночной сфере:

$$h(\theta) = \left(\frac{3Q\nu}{2\pi Rg \sin^2 \theta} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости. На рис. 4, a приведено сравнение теоретической зависимости (1) (штриховая кривая) с экспериментальными данными (кружки).

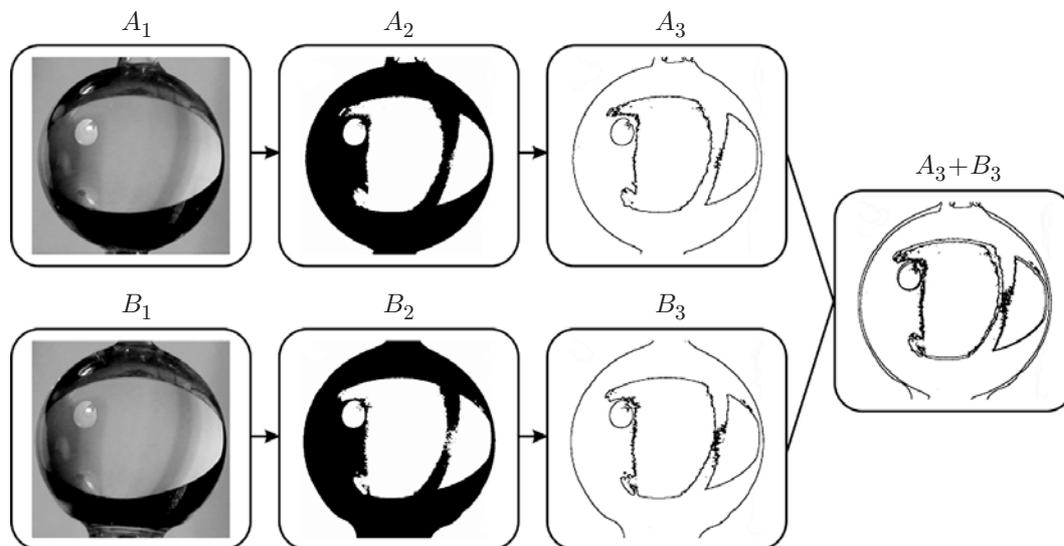


Рис. 2

Из рисунка видно, что при расходе 1,18 мл/с ($Re = 21$) согласие теории и эксперимента хорошее, однако повышение расхода до 6,95 мл/с ($Re = 123$) приводит к существенным расхождениям (рис. 4, *b*). В работе [12] приводятся поправки к нулевому приближению [1], но в экваториальной области их величина $\sim 10\%$. В нашем же случае, как следует из рис. 4, толщина плёнки на экваторе с ростом расхода заметно не увеличивается. Причина такого поведения толщины, на наш взгляд, кроется в том, что при определённых расходах ($Q > 1$ мл/с) ролью конвективных слагаемых в уравнениях Навье — Стокса нельзя пренебрегать. Это связано с тем, что конвективные слагаемые изменяются с ростом u_θ и u_r , как u_θ^2 либо $u_\theta u_r$. В то же время слагаемые, порождённые дифференциальным оператором Лапласа, растут линейно с увеличением скорости $\Delta(a u_i) = a \Delta u_i$. При расходе $Q \gg 1$ мл/с слагаемыми, порождёнными вязкостью $\sim \nu \Delta u_i$, можно пренебречь по сравнению с конвективными слагаемыми. Тогда уравнения Навье — Стокса переходят в уравнения Эйлера, а для стационарного случая — в уравнение Бернулли. При достаточно большом расходе

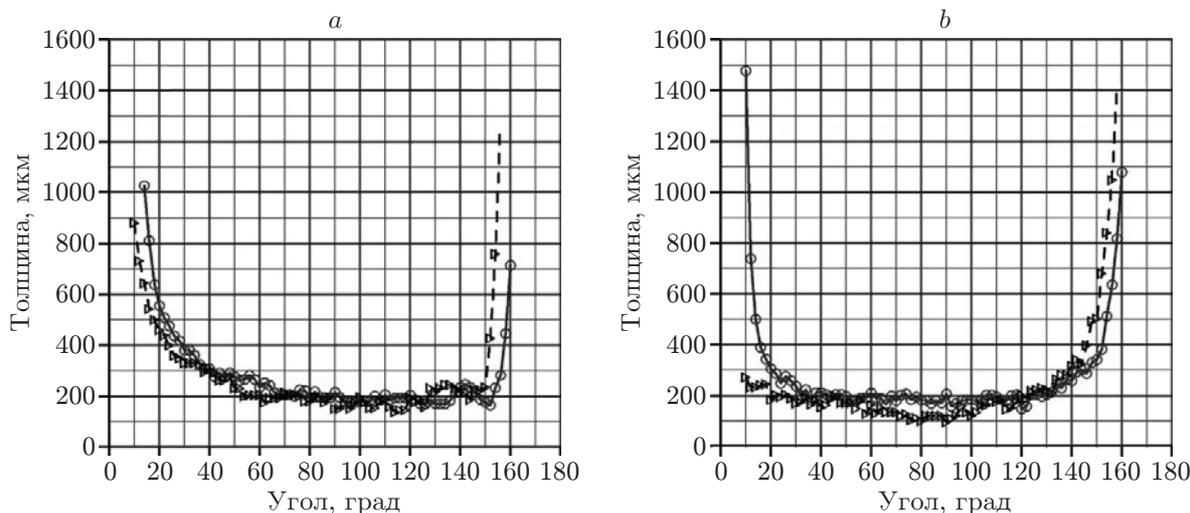


Рис. 3

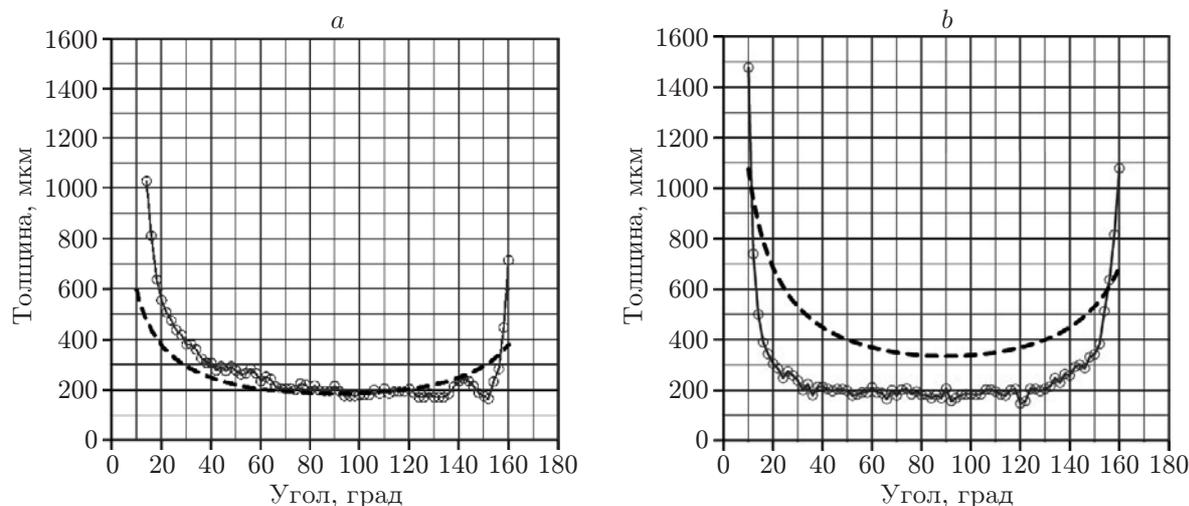


Рис. 4

зависимость толщины плёнки от скорости жидкости, вытекающей из инжектора, может стать пренебрежимо малой (см. рис. 4, *b*).

Заключение. В данной работе показано, что метод измерения геометрических характеристик оптически прозрачных объектов, представленный в [11], может быть успешно применён для изучения плёночных течений. Проведены измерения толщины плёнки на поверхности сферы в зависимости от расхода жидкости и угловой координаты. Течение плёнки жидкости по поверхности при высоких числах Рейнольдса определяется конвективными слагаемыми в уравнениях Навье — Стокса. Исследования показали, что рост расхода жидкости не вызывает существенного изменения толщины плёнки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Алексеев С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г.** Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992. 256 с.
2. **Brauer H.** Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen // VDI-Forsch. 1956. Н. 457, В. 22. S. 40.
3. **Jackson M. L.** Liquid films in viscous flow // AIChE Journ. 1955. 1, N 1. P. 231–240.
4. **Hewitt G. F., Hall-Taylor N. S.** Annular two-phase flow. Oxford: Pergamon Press, 1970. 310 p.
5. **Lilleleht L. U., Hanratty T. J.** Relation of interfacial shear stress to the wave height for concurrent air-water flow // AIChE Journ. 1961. 7, N 4. P. 548–560.
6. **Dukler A. E., Berglin O. P.** Characteristics of flow in falling liquid films // Chem. Eng. Prog. 1952. 48, N 11. P. 557–563.
7. **Hewitt G. F., King R. D., Lovegrove P. C.** Liquid film and pressure drop studies // Chem. Proc. Eng. 1964. 45. P. 191–200.
8. **Капица П. Л., Капица С. П.** Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости // ЖЭТФ. 1949. 19, вып. 2. С. 105–120.
9. **Hewitt G. F., Lovegrove P. C., Nicholls B.** Film thickness measurement using a fluorescence technique. Pt. 1. Description of the method // AERE-R. 1964. N 4478.

-
10. **Marshall E.** Das Messen charakteristischer Eigenschaften von Rieselfilmen // Chem. Ing. Techn. 1975. **47**, N 21. P. 879–882.
 11. **Белоусов А. П., Белоусов П. Я.** Метод измерения дисперсного состава и локального газосодержания газожидкостных потоков // Автометрия. 2008. **44**, № 2. С. 50–55.
 12. **Gyure D. C., Krantz W. B.** Laminar film flow over a sphere // Ind. Eng. Chem. Fundam. 1983. **22**, N 4. P. 405–410.

Поступила в редакцию 28 сентября 2009 г.
