

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ НА СТЕНКЕ В МОНОДИСПЕРСНОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ПОТОКЕ

Н. В. Валукина, О. Н. Кашинский

(Новосибирск)

Несмотря на то, что измерению перепада давления в двухфазных газожидкостных потоках посвящено большое число работ (см. [1]), в настоящее время отсутствуют универсальные методы расчета напряжения трения в таких системах, дающие удовлетворительные результаты во всем диапазоне изменения параметров течения. Наиболее слабо исследованным в этом отношении является пузырьковый режим течения при малых газосодержаниях. Данные по измерению напряжения трения в этом режиме приведены в работах [2—5]. В то же время проведенные в последнее время исследования профилей скоростей и локального газосодержания [3, 6, 7] показывают, что структура течения в пузырьковом режиме является весьма сложной, что, естественно, должно отражаться на поведении коэффициента трения. При больших скоростях жидкости (более 3 м/с), как показано в работах [4, 5], напряжение трения на стенке мало отличается от значения, рассчитанного по гомогенной модели [1]. При малых же скоростях течения в пузырьковом режиме имеет место аномальное возрастание напряжения трения [2, 8, 9], причем измеренные значения существенно отличаются от значений, даваемых всеми известными расчетными методиками [8]. Помимо резкого возрастания касательного напряжения на стенке, при малых скоростях наблюдается отсутствие однозначной зависимости напряжения трения от числа Рейнольдса и расходного газосодержания [8, 9]: экспериментальные точки обнаруживают значительный разброс.

Двухфазный поток с мелкими пузырьками газа является частным случаем течения суспензий. При малых размерах пузырьки газа можно в первом приближении считать недеформируемыми, при этом их поведение будет в некоторых отношениях аналогично поведению сферических твердых частиц в суспензиях. Исследования эффектов миграции твердых частиц в потоке жидкости [10, 11] показывают, что важным параметром, характеризующим свойства таких систем, является размер частиц. Естественно предположить, что и в газожидкостных потоках в определенных режимах размер газовых пузырьков будет оказывать существенное влияние на характеристики течения. В то же время в литературе отсутствуют экспериментальные данные, в которых размер пузырьков газа был бы контролируемым изменяющимся параметром. Цель данной работы — экспериментальное исследование влияния размеров газовых пузырьков на характеристики монодисперсного восходящего двухфазного потока.

Эксперименты проведены на установке [9]. Рабочий участок представлял собой вертикальную трубу с внутренним диаметром 15 мм, длиной 6 м. Приведенная скорость жидкости менялась от 0,006 до 0,3 м/с, расходное объемное газосодержание от 0,5 до 15%. Для опытов был изготовлен специальный генератор газовых пузырьков, позволявший получать монодисперсную газожидкостную смесь с контролируемым размером пузырьков газа, изменявшимся в пределах от 0,1 до 1 мм. Разброс размеров пузырьков не превышал 15—20%.

Измерение напряжения трения на стенке производилось в сечении, отстоящем на расстоянии 2,5 м от входа (150 калибров). Касательное напряжение определялось с помощью электрохимического метода [9, 12]. Рабочей жидкостью являлся раствор 0,5 *N* едкого натра и 0,01 *N* ферри- и ферроцианида калия в дистиллированной воде. Датчиками трения служили торцы платиновой пластинки сечением 0,4 × 1,5 мм, заделанные заподлицо со стенкой. Датчики тщательно притирались к внутренней поверхности трубы и шлифовывались тонкой шкуркой.

Для определения касательного напряжения на стенке производилось измерение среднего значения тока датчика и среднеквадратичного

значения пульсаций тока. Сигнал датчика усиливался с помощью широкополосного усилителя постоянного тока. Среднее значение выходного напряжения усилителя измерялось с помощью интегратора, состоявшего из вольтметра типа В2-23 и частотомера ЧЗ-32. Данная система позволяла получать среднее значение напряжения со временем осреднения 100 с. Среднеквадратичное значение пульсаций выходного напряжения усилителя определялось с помощью специального квадратичного вольтметра с полосой пропускания от 1 Гц до 5 кГц, который использовался вследствие низкочастотного характера пульсаций тока датчика. Касательное напряжение τ определялось по измеренному среднему значению тока датчика I и среднему значению квадрата пульсаций тока \bar{i}^2 с использованием формулы

$$(1) \quad \tau = A(I^3 + 3I\bar{i}^2),$$

где A — коэффициент, определявшийся при тарировке. Тарировка датчиков проводилась при ламинарном течении чистой жидкости в трубе. Значение касательного напряжения при тарировке определялось по известному расходу жидкости по формуле Гагена — Пуазейля. Описанная схема проведения измерений позволяла получать локальное среднее по времени (время осреднения 100 с) значение касательного напряжения на стенке. Погрешность измерения τ не превышала 5—7%.

Характерной особенностью течения при малых значениях числа Рейнольдса $Re < 5000$ являлась значительная асимметрия течения. Визуально это выражалось в неравномерном распределении пузырьков газа по окружности трубы в одном сечении. Естественно было предположить, что следствием этого должна быть асимметрия в распределении касательного напряжения по периметру. Поэтому в измерительной секции в одном сечении установлено равномерно по окружности шесть одинаковых датчиков трения. В одном режиме производилось последовательное измерение тока всех шести датчиков, затем для каждого из них вычислялись локальные значения напряжения трения по формуле (1). Эпюры касательного напряжения на стенке были, как правило, несимметричными, отношение максимального значения τ к минимальному в одном сечении достигало в ряде случаев 3—4. Данная асимметрия распределения τ по окружности носила случайный характер и при повторении измерений в одном и том же режиме обычно не воспроизводилась. Несмотря на то, что рабочая часть установки тщательно выставлялась по вертикали, асимметрия имела место в большинстве режимов. Следует отметить, что в начале рабочего участка газожидкостный поток, выходящий из генератора пузырьков, был достаточно равномерный, асимметрия развивалась лишь на некотором расстоянии от входа.

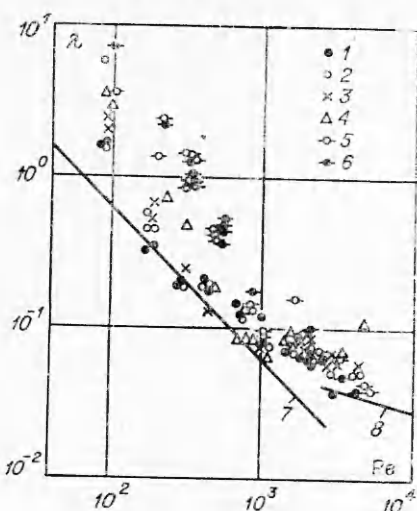
Приводимые ниже значения касательного напряжения на стенке являются результатом осреднения значений τ для всех шести датчиков, расположенных в одном сечении. Полученные таким образом средние значения τ при повторении измерений в данном режиме воспроизводились с точностью не хуже 10—15%.

На фиг. 1—3 приведены результаты измерений напряжения трения на стенке трубы при восходящем течении газожидкостной смеси в зависимости от числа Рейнольдса при разных расходных газосодержаниях и размерах пузырьков. Коэффициент сопротивления λ и число Рейнольдса определялись соответственно по формулам

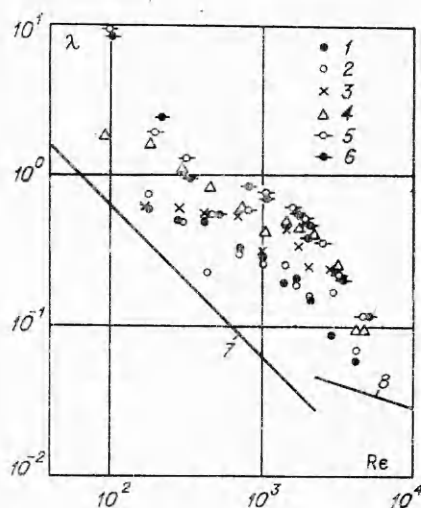
$$\lambda = 8\tau/\rho u^2, \quad Re = uD/\nu,$$

где u — скорость смеси, определяемая по формуле

$$u = w'_0 + w''_0,$$



Фиг. 1



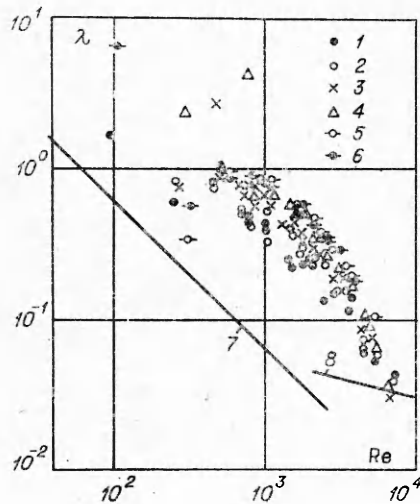
Фиг. 2

где w_0' , w_0'' — приведенные скорости жидкости и газа; ρ — плотность жидкости; ν — вязкость жидкости; D — диаметр трубы.

Диаметр газовых пузырьков для фиг. 1—3 составлял соответственно 1; 0,5 и 0,1 мм. Различные значки соответствуют различным объемным расходным газосодержаниям β (1—0,5, 2—1, 3—2, 4—5, 5—10, 6—15%). Сплошными линиями 7 и 8 обозначены зависимости Гагена — Пуазейля и Блазиуса соответственно для ламинарного и турбулентного режимов течения чистой жидкости в трубе.

Напряжение трения в двухфазном потоке почти во всех режимах было значительно выше, чем при тении чистой жидкости, несмотря на малые значения газосодержания. Характер изменения $\lambda(\text{Re})$ различен для разных размеров пузырьков. При $d = 1$ мм (см. фиг. 1) наибольшее значение λ/λ_0 , где λ_0 — значение коэффициента сопротивления при тении чистой жидкости при том же значении числа Рейнольдса, достигается при $\text{Re} = 80-100$. По мере возрастания скорости течения зависимость $\lambda(\text{Re})$ приближается к соответствующей зависимости для однофазного течения. Имеет место ясно выраженное расслоение точек, соответствующих различным газосодержаниям: с ростом β отношение λ/λ_0 возрастает. В области чисел Рейнольдса, соответствующих переходному режиму течения в однофазном потоке ($\text{Re} = 2000-4000$), зависимость $\lambda(\text{Re})$ плавная, причем значения λ больше, чем в турбулентном однофазном тении при том же Re . При дальнейшем росте числа Рейнольдса точки приближаются к зависимости Блазиуса.

Зависимость $\lambda(\text{Re})$ для пузырьков меньших размеров ($d = 0,5$ и $0,1$ мм, см. фиг. 2, 3) существенно отличается от зависимости для пузырьков с $d = 1$ мм. В диапазоне $700 < \text{Re} < 5000$ имеет место резкое возрастание λ , причем отношение λ/λ_0 в этой области достигает значений 10—15. Расслоение точек по β имеет место лишь при газосодержаниях, меньших 2%. При $\beta = 5-15\%$ зависимости $\lambda(\text{Re})$ для разных β практически сливаются. При приближении числа Рейнольдса к 5000 отношение λ/λ_0 уменьшается, стремясь к единице. В области $\text{Re} < 700$ при $d = 0,1$ мм поток был сильно асимметричным и неустойчивым. Это вызвало большой разброс точек в этих режимах: четко выраженной закономерности здесь не прослеживается. В области $100 < \text{Re} < 700$ поведение



Ф и г. 3

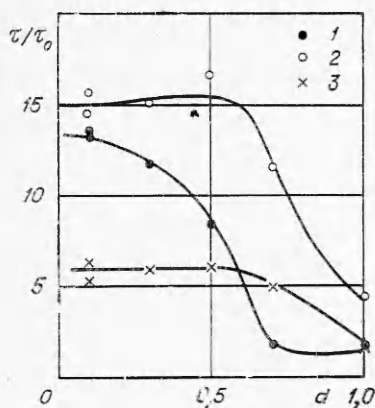
$\lambda(Re, \beta)$ для пузырьков размером 1 и 0,5 мм качественно похоже: отношение λ/λ_0 уменьшается с ростом Re , имеет место расслоение по β .

Визуальные наблюдения картины течения показали, что характер движения пузырьков разных размеров различен. Наиболее ясно это выражено при $Re < 2000$. Пузырьки с $d=0,1$ и 0,5 мм стремятся сконцентрироваться вблизи стенки, образуя пристенный слой с высоким значением локального газосодержания. Траектория движения малых пузырьков близка к прямолинейной, боковые пульсации скорости пузырька визуально незаметны. Таким образом, пузырьки малых размеров ведут себя в некоторой степени аналогично всплывающим твердым частицам. Как известно [11], при восхо-

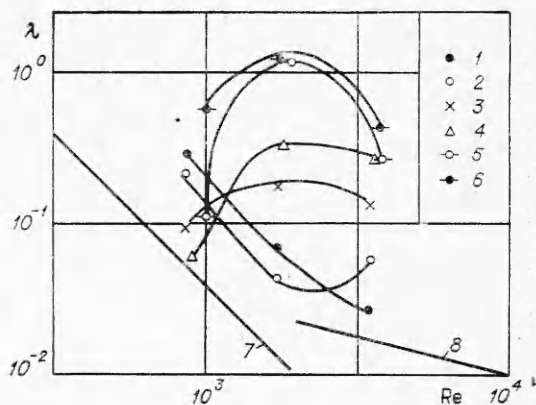
дящем движении частицы, плотность которых меньше плотности жидкости, мигрируют к стенке. Наличие циркуляции газа внутри пузырька, естественно, изменяет условия на границе раздела, однако качественно характер миграции остается таким же, как и для твердой частицы. Пузырьки этих размеров можно с хорошим приближением считать недеформируемыми; по-видимому, в этом случае величина лапласовского давления внутри пузырька оказывается значительно выше интенсивности турбулентных пульсаций давления в жидкости, так что последние не могут вызвать заметного изменения формы пузырька.

С переходом к пузырькам с $d = 1$ мм картина течения существенно меняется. Траектория движения этих пузырьков перестает быть прямолинейной, при подъеме происходит сильное смещение в боковом направлении с амплитудой, сравнимой с диаметром канала. Вследствие этого пузырьки размером 1 мм не концентрируются около стенки, а равномерно распределяются по всему сечению канала. Такой характер движения пузырьков объясняется тем [13], что при данных размерах начинает сказываться деформация пузырька. Отклонение от сферической формы в этом случае, однако, является слабым и на фотографии ясно не выражено.

Процесс взаимодействия пузырьков с турбулентными пульсациями скорости и давления в жидкости является весьма сложным по той причине, что при числах Рейнольдса, меньших критического, для однофазного течения все пульсации скорости в жидкости вызваны только возмущающим действием пузырьков. Чем меньше размер пузырьков, тем меньше интенсивность вызываемых ими пульсаций в жидкости. С увеличением размера происходит возрастание интенсивности пульсаций, и при некотором критическом размере d_* пульсации давления в потоке становятся сравнимыми с величиной σ/d , где σ — поверхностное натяжение, что приводит к отклонению от сферической формы пузырьков. Деформация пузырьков приводит к появлению интенсивных боковых пульсаций скорости пузырька (начинается процесс «витания»), что еще больше повышает интенсивность скорости жидкости. Таким образом, переход от одного распределения локального газосодержания по сечению трубы (газ концентрируется около стенки) к другому (равномерное распределение по сечению) должен происходить в достаточно узком диапазоне изменения диаметра пузырьков.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Для получения более полной картины влияния d на величину напряжения трения на стенке в некоторых режимах были проведены измерения τ при $d = 0,3$ и $0,7$ мм. На фиг. 4 приведено относительное значение касательного напряжения на стенке τ/τ_0 (τ_0 — величина τ в однофазном потоке при той же скорости жидкости) в зависимости от размера пузырька d при $\beta = 10\%$ и разных числах Рейнольдса (1 — $Re = 700$, 2 — $Re = 1600$, 3 — $Re = 3200$). Как видно из фиг. 4, зависимость τ/τ_0 от размера очень сильная, с увеличением d происходит уменьшение τ . Интересно отметить, что критический размер меняется с изменением скорости жидкости. Наибольшие значения τ/τ_0 и наиболее резко выраженная зависимость от размера при $0,5 \text{ мм} < d < 1 \text{ мм}$ имеют место при $Re = 1600$. При $Re = 3200$ уменьшение τ с изменением d значительно более плавное.

В диапазоне чисел Рейнольдса, соответствующих переходному режиму в чистой жидкости, поведение $\lambda(Re)$ при $d = 0,7$ мм (фиг. 5, где обозначения соответствуют фиг. 1—3) является качественно различным даже при разных газосодержаниях. При $\beta = 0,5\text{—}2\%$ эти пузырьки ведут себя как «крупные», т. е. λ/λ_0 стремится к зависимости для однофазного течения. При больших значениях β они начинают вести себя как «мелкие», отношение λ/λ_0 значительно возрастает и сильно зависит от Re . В этом диапазоне чисел Рейнольдса картина взаимодействия пузырьков с пульсациями жидкости еще более осложняется, поскольку возникающие турбулентные процессы не определяются однозначно возмущающим действием пузырьков, а могут затухать или развиваться в зависимости от режима течения.

Таким образом, поведение напряжения на стенке в потоке с газовыми пузырьками различных размеров при малых числах Рейнольдса определяется двумя основными процессами, тесно связанными друг с другом: различным характером распределения газосодержания по сечению трубы и дополнительной турбулентностью, вызванной возмущающим действием газовой фазы. Размер пузырьков газа и функция распределения размера пузырьков являются важными параметрами, сильно влияющими на характеристики газожидкостного потока.

Поступила 29 XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Хьюнтт Дж., Холл-Тейлор П. Кольцевые двухфазные течения. М. «Энергия», 1974.
2. Inoue A., Aoki S. Fundamental studies on pressure drop in an air-water two-phase flow in a vertical pipe. — «Bulletin of the JSME», 1971, vol. 14, N 70.
3. Serisawa A., Kataoka I., Mishiyoishi I. Turbulent structure of air-water bubble flow. — «Internat. J. Multiphase Flow», 1975, vol. 2, N 3.
4. Davis M. R. The determination of wall friction for vertical and horizontal two-phase bubble flows. — «Trans. ASME. Ser. D. J. of Basic Engineering», 1974, vol. 96, N 2.
5. Kopalinsky E. M., Bryant R. A. A. Friction coefficients for bubble two-phase flow in horizontal pipes. — «A. I. Ch. E. J.», 1976, vol. 22, N 1.
6. Herringe R. A., Davis M. R. Structural development of gas-liquid mixture flows. — «J. Fluid Mech.», 1976, vol. 73, pt 1.
7. Ибрагимов М. Х., Бобков В. П., Тычинский Н. А. Исследование поведения газовой фазы в турбулентном потоке смеси воды и газа в каналах. — ТВТ, 1973, т. 11, № 5.
8. Исследование турбулентных течений двухфазных сред. Новосибирск, «Наука», 1973.
9. Бурдуков А. П., Валукина Н. В., Накоряков В. Е. Особенности течения газожидкостной пузырьковой смеси при малых числах Рейнольдса. — ИМТФ, 1975, № 4.
10. Segre G., Silberberg A. Behaviour of macroscopic rigid spheres in Poiseuille flow. — «J. Fluid Mech.», 1962, vol. 14, pt 1.
11. Vasseur P., Cox R. G. The lateral migration of a spherical particle in a two-dimensional shear flow. — «J. Fluid Mech.», 1976, vol. 78, pt 2.
12. Mitchell I. F., Hanratty T. J. A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear stress meter. — «J. Fluid Mech.», 1966, vol. 26, pt 1.
13. Кутагеладзе С. С., Стырикович М. А. Гидродинамика газожидкостных потоков. М., «Энергия», 1976.

УДК 532.5 : 532.135

ДИССИПАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПУЛЬСАЦИЯХ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ВЯЗКОУПРУГИХ ПОЛИМЕРНЫХ ЖИДКОСТЯХ

С. П. Левицкий

(Воронеж)

Исследуются свободные колебания газовых пузырьков в вязкоупругих полимерных жидкостях с учетом всех диссипативных механизмов (реологического, акустического и теплового). Наряду с эффектами сдвиговой вязкоупругости [1] учитываются релаксационные явления при объемном деформировании среды. Динамика газовых пузырьков в несжимаемых вязкоупругих средах без учета тепловой диссипации исследовалась в [2—4].

Изучение диссипативных эффектов при пульсациях газовых пузырьков в жидкостях представляет интерес для описания поведения пузырьковых смесей в динамических условиях [5]. Известно [6], что затухание колебаний газовых включений в вязкой жидкости обусловлено следующими основными причинами: тепловой диссипацией вследствие теплообмена между газом, содержащимся в пузырьке, и окружающей средой; акустической диссипацией, вызванной потерями на излучение звука осциллирующим пузырьком; вязкой диссипацией, связанной с необратимым характером процессов переноса импульса в среде и локализованной в случае несжимаемой жидкости вблизи границы раздела газ — жидкость. В рамках линейного приближения анализ перечисленных эффектов для случая ньютоновской жидкости проведен в [7], где показана аддитивность указанных механизмов диссипации при малых значениях полного декремента затухания колебаний пузырька. Решение аналогичной задачи в случае пульсаций пузырьков в полимерных жидкостях требует учета дополнительных факторов и прежде всего реологических особенностей среды, связанных с прояв-