

УДК 532.529.5

Локальная скорость скольжения пузырьков в опускном ламинарном течении в трубе

Л.С. Тимкин, Р.С. Горелик

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: timkin@itp.nsc.ru

Исследуется скорость скольжения практически сферических пузырьков в ламинарном опускном течении в трубе. Локальная скорость скольжения пузырьков определяется как разница между средней скоростью жидкости, измеренной электродиффузионным методом, и средней скоростью пузырьков, полученной с помощью лазерной доплеровской анемометрии с малой длиной измерительного объема. Полученная корреляция скорости скольжения показала качественное отличие от корреляции в восходящем течении, что указывает на хаотичное, а не структурированное движение пузырьков в опускном течении.

Ключевые слова: ламинарное опускное течение, электродиффузионный метод, ЛДА, локальная скорость скольжения пузырьков.

Введение

Скорость скольжения пузырьков является одним из основных факторов при моделировании пузырьковых течений. Она определяет передачу импульса между жидкой и газовой фазами потока. Для измерения скорости скольжения пузырьков в восходящем течении [1–3] применялись различные экспериментальные методики. Полученные данные демонстрировали сильную зависимость скорости скольжения пузырьков от локального газосодержания. Усредненная по ширине канала экспериментальная скорость скольжения полидисперсных пузырьков показала существенную разницу в восходящем и опускном течениях [4]. Несмотря на то, что опускное пузырьковое течение изучается многие годы, исследований по скорости скольжения представлено в литературе не так много. Некоторые расчеты скорости скольжения в опускном течении в прямоугольном канале приведены в работе [5].

При определении скорости скольжения пузырьков в стационарных условиях обычно измеряются экспериментальные профили средней скорости жидкости и скорости пузырьков, а затем вычитаются скорости пузырьков из скорости жидкости. Скорость скольжения пузырьков, определенная таким образом, существенно зависит от локального градиента скорости жидкости и дисперсии пузырьков по диаметрам. Для уменьшения влияния этих эффектов необходимо применять локальные экспериментальные методики и использовать монодисперсные пузырьковые смеси.

Лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА) является одним из предпочтительных методов для измерения скорости пузырьков, так как не нарушает структуры потока.

Обычно размер измерительного объема ЛДА составляет несколько миллиметров. Для локальных измерений необходимо уменьшить этот размер до масштаба градиента скорости жидкости вблизи стенки, который обычно значительно меньше. Доплеровские сигналы ЛДА от больших прозрачных частиц первоначально изучались в работе [6] и далее обсуждались в исследованиях [1–4]. Расчет светорассеянных сигналов от таких частиц был представлен в публикации [7]. Тем не менее, реальное положение центра пузырьков и реальный размер измерительного объема (ИО) ЛДА обычно оставались за рамками рассмотрения.

Измерения в газожидкостных потоках усложняются полидисперсностью пузырьковой смеси. Пузырьки разного диаметра имеют различную скорость всплытия, скорость пузырьков с разным диаметром может быть одновременно измерена в разных точках потока. В работе [8] было отмечено, что в течении возможно распределение пузырьков по диаметрам в сечении потока. Подтверждение этому было получено в работе [9], где пузырьки всплывали на расстоянии от стенки трубы пропорциональном их диаметру. В восходящем ламинарном течении ЛДА-измерения локальной скорости пузырьков и электродиффузионные измерения скорости жидкости исследовались в работе [9]. С некоторыми изменениями в настоящей работе применяются эти же методы измерения скорости скольжения, но для опускного ламинарного течения. Для уменьшения влияния на результаты измерений проблем, связанных с разными диаметрами пузырьков, используются моодисперсные смеси сферических пузырьков. Детали методики и результаты измерений локальной скорости скольжения пузырьков представлены далее.

1. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состоит из нержавеющей трубы внутренним диаметром 14,8 мм с измерительной секцией, накопительного бака, центробежного насоса, систем регулирования расходов газа и жидкости, камеры-смесителя с генератором пузырьков и системы термостабилизации (рис. 1). Жидкость в трубу подается через камеру-смеситель внутренним диаметром 90 мм, изготовленную из оргстекла и установленную в верхней части трубы. Внутри камеры предусмотрена возможность установки двух разных газовых инжекторов (М- и Р-инжекторы) для генерации пузырьковых смесей с двумя разными средними размерами пузырьков и разными газосодержаниями потока. Измерительная секция установлена на 2,3 м ниже камеры-смесителя. В измерительную секцию входит иммерсионный блок с оптическими окнами, заполненный иммерсионной жидкостью. Внутри блока устанавливалась стеклянная трубка внутренним диаметром 14,8 мм для проведения ЛДА-измерений и фотографирования потока. Для фотографирования течения использовалась видеокамера Cannon XL1 с выдержкой до 1/16000 с и разрешением 768×576 пикселей. Для измерения локальной скорости жидкости и локального газосодержания применялись электродиффузионные датчики типа «лобовая точка» [10]. Чувствительный элемент датчика диаметром 60 мкм располагается ниже ИО ЛДА на 10 мм. Измерительный объем ЛДА и электродиффузионный датчик позиционировались в горизонтальном направлении с точностью $\pm 0,05$ мм. В качестве рабочей жидкости использовался стандартный электрохимический раствор 0,01N красной и желтой кровяных солей и 0,25M соды. Для увеличения вязкости раствора применялась добавка глицерина, что позволяло проводить эксперименты в ламинарном режиме течения. Параметры жидкости при рабочей температуре 20 °C имели следующие значения: плотность $\rho = 1120 \text{ кг/м}^3$, вязкость $\nu = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, коэффициент преломления $n = 1,39$.

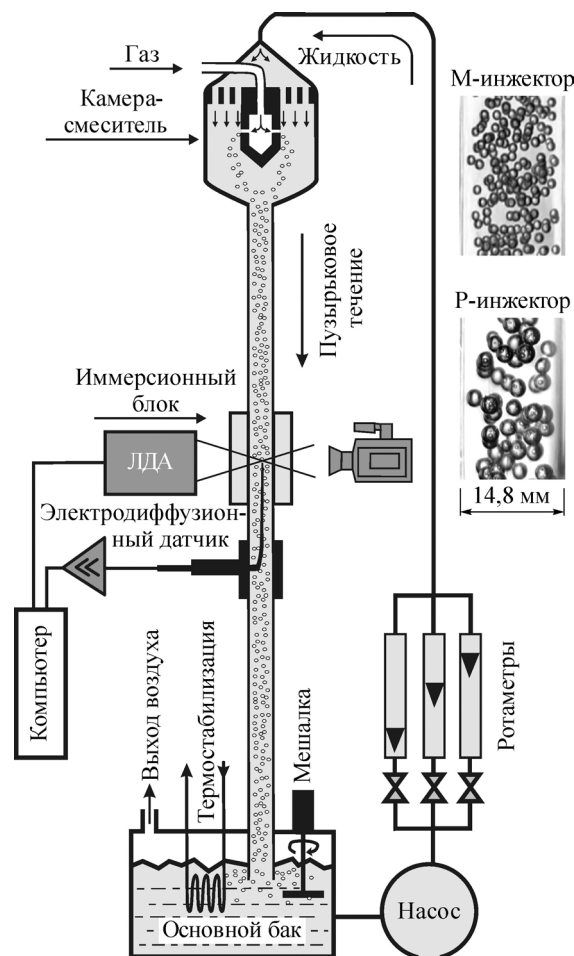


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Примеры фотографий пузырьков размещены на правой вставке, расходная скорость жидкости $W_1 = 0,163$ м/с, расходное газосодержание $\beta = 0,045$; М-инжектор: $d_b = 1,22 \pm 0,023$ мм, Р-инжектор: $d_b = 2,29 \pm 0,026$ мм.

2. Методика измерений

2.1. Измерения локальной скорости пузырьков с помощью ЛДА

Лазерный доплеровский анемометр, используемый для измерения скорости пузырьков [6], был адаптирован для локальных измерений в восходящем течении в работе [9]. В опускном течении применение этого метода возможно при внесении ряда изменений. В режиме обратного рассеяния лучи ЛДА фокусируются в потоке, и их отражения от пузырьков в обратном направлении фиксируются с помощью фотоумножителя (ФЭУ). Для регистрации доплеровского сигнала отраженные лучи должны сформировать качественную интерференционную картину на входной плоскости фотоумножителя. В случае, когда ФЭУ расположены в фокальной плоскости приемной оптики, только лучи, параллельные оптической оси приемной оптики, могут формировать такую картинку. Пузырек, перемещающийся вдоль оси x , создает движущуюся в пространстве интерференционную картину, пересекающую входную диафрагму ФЭУ. ЛДА-уравнение связывает частоту доплеровского сигнала (f_d) и скорость пузырька:

$$f_d = 2u_x \sin \varphi / \lambda, \quad (1)$$

где u_x — вертикальная скорость пузырька, φ — угол между лучами ЛДА, λ — длина волны лазерного излучения. Доплеровские сигналы могут формироваться отражениями как от первой поверхности пузырька, так и от второй (рис. 2).

Когда пузырек отсутствует, центр измерительного объема ЛДА располагается в точке O' . Для формирования на ФЭУ доплеровского сигнала от первой поверхности пузырька или от второй смещение между O' и центром пузырька должно быть равно Δy_1 или Δy_2 соответственно. Расстояние между этими позициями центра пузырька составляет

$$\Delta y = (\Delta y_1 + \Delta y_2) \approx R / (2 \cos(\varphi_1 / 2)) + R \cdot \sin(\varphi_1 + \psi) \cdot (\operatorname{ctg}(\varphi_1) - \operatorname{ctg}(\varphi_1 + \psi)) \Big|_{\substack{n=1,39 \\ \varphi_1=10^\circ}} \approx 0,78R, \quad (2)$$

где R — радиус пузырька, n — коэффициент преломления жидкости, $\varphi_1 = \varphi/2$ — полуугол между лучами ЛДА-схемы в рабочей жидкости, $\psi = \varphi_1/(4n - 2)$ — дополнительный угол. Для фиксированной длины ИО ЛДА l_{mv}^y (индекс mv означает measurement volume — ИО) значение Δy контролируется только размером пузырька. В зависимости от соотношения диаметра пузырька и размера ИО ЛДА наблюдаются две ситуации. В одной из них, когда пузырек мал, т.е. когда $\Delta y \leq l_{mv}^y$, отражения от первой и второй стенок пузырька могут перекрываться и полностью разрушать структуру доплеровского сигнала. Именно поэтому ЛДА-измерения для прозрачных частиц при обратном рассеянии не рекомендовались в работе [8]. Сходная проблема при детектировании доплеровских сигналов под углом в 90° была отмечена в исследовании [11]. В другом случае, когда пузырек большой, т.е. когда $\Delta y \geq l_{mv}^y$, появляются две области положения центров пузырьков, из которых могут регистрироваться доплеровские сигналы. Первая — это отражение от первой поверхности пузырька, вторая — отражение от второй его поверхности. Размер ИО ЛДА для каждой области равен аппаратному ИО ЛДА, а расстояние между этими областями составляет Δy (см. уравнение (2)), так что измеряемая скорость пузырьков будет осреднена по масштабу, равному $\Delta y + 2 \cdot$ (размер ИО ЛДА).

Для локальных измерений скорости пузырьков необходимо использовать ЛДА с маленьким размером измерительного объема и устранить сигналы от одной из сторон пузырька. Для устранения сигналов от второй поверхности пузырька используется направление движения интерференционной картинка на ФЭУ. Когда пузырек перемещается в направлении течения (в опускном течении), тогда картинка, образованная отражением от первой поверхности, пересекает диафрагму на ФЭУ снизу вверх (рис. 2a).

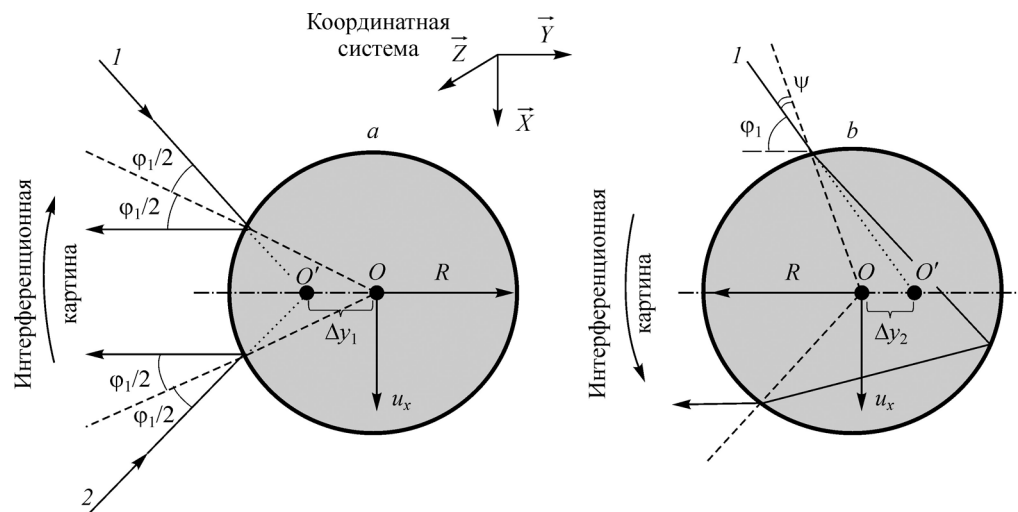


Рис. 2. Отражение лучей ЛДА от первой поверхности пузырька (a) и от второй поверхности пузырька (b).

При отражении от второй стенки пузырька интерференционная картинка движется в противоположном направлении (рис. 2b). Используя два ФЭУ, анализируя направление движения интерференционной картинка на них, можно различать сигналы, образованные отражением от первой и от второй стенки пузырька, и удалять из измерений второе отражение. В представленной работе для измерения локальной скорости пузырьков использовались только сигналы от первой стенки пузырьков, при этом положение центра пузырьков корректировалась на величину Δy_1 .

2.2. Схема ЛДА

Схема ЛДА с параметрами, использованными в настоящей работе, представлена на рис. 3. ЛДА состоит из стандартного He-Ne лазера мощностью 15 мВт, коллиматора, обеспечивающего диаметр лазерного пучка 1,8 мм, расщепителя пучка и призмы, пересекающих лучи ЛДА под углом в воздухе $\varphi = 20^\circ$. Две цилиндрические линзы с фокальной длиной $F_c = 70$ мм формируют измерительную область ЛДА с размером в y -направлении $l_{c-2}^y = 0,178$ мм. Два ФЭУ расположены в фокальных плоскостях принимающих линз с фокальным расстоянием $F_R = 190$ мм. Два 8-битных аналого-цифровых преобразователя (АЦП) — АЦП1 и АЦП2, установленные в компьютер фирмы IBM, обеспечивали скорость оцифровки входных данных ФЭУ1 и ФЭУ2 до 20 МГц.

2.3. Обработка сигналов

Удаление сигналов, отраженных от второй стенки пузырьков, выполнялось в устройстве «Логический блок» (рис. 3) в следующем порядке. Сначала отфильтрованные

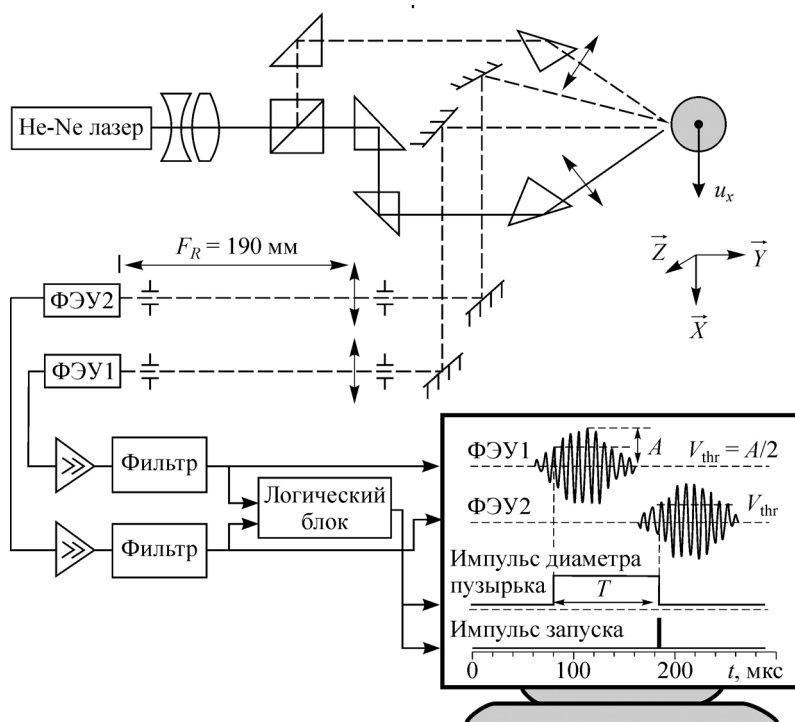


Рис. 3. Схема ЛДА с указанными оптическими параметрами.

Длина излучения лазера $\lambda = 0,6328$ мкм, угол пересечения пучков в воздухе $\varphi = 20^\circ$, фокусная длина фокусирующих (цилиндрических) линз $F_c = 70$ мм, диаметр лазерного луча $d_{c-2} = 1,8$ мм, измерительный объем: длина $l_{c-2}^y = 178$ мкм, высота $l_{c-2}^x = 31$ мкм, ширина $l_{c-2}^z = 1,8$ мм, число полос $N_f = 17$, расстояние между полосами $\delta_f = 1,8$ мкм, калибровочный фактор $1,8$ (м/с)/МГц.

входные доплеровские сигналы использовались для запуска прямоугольных импульсов с пороговой величиной V_{thr} , равной половине максимума амплитуды доплеровского сигнала. Процесс обработки сигналов представлен на экране монитора. Если первым приходит сигнал с ФЭУ1, то устройство начинает генерацию импульса диаметра пузырька. Если затем в течении определенного времени поступает сигнал с ФЭУ2, устройство формирует импульс остановки для АЦП и закрывает импульс диаметра пузырька. В этот момент АЦП2 фиксирует доплеровский сигнал от пузырька, а АЦП1 — импульс диаметра пузырька. Если в течение определенного времени после сигнала, исходящего с ФЭУ1, не поступает сигнал с ФЭУ2, то все сигналы устраняются. Зарегистрированные сигналы обрабатываются в компьютере. Доплеровские сигналы с числом периодов менее 6-ти, которые к тому же имели не Гауссову форму импульса, устранялись. Каждый период доплеровского сигнала содержал 20–30 отсчетов АЦП, так что полная длина обрабатываемого сигнала содержала до 120–180 отсчетов АЦП. При этих параметрах ошибка в определении частоты доплеровского сигнала составляла менее 1,5 %. Величина этой ошибки дополнительно уменьшалась за счет применения интерполяции для более точного определения пересечения сигнала с нулевым уровнем напряжения.

Линейное соотношение между диаметром пузырьков и временной задержкой сигналов от двух фотоприемников было получено в работе [7]. Временная задержка T соответствует времени движения интерференционной картины от ФЭУ1 до ФЭУ2 (рис. 3). В соответствии с данными указанной работы и работы [9] локальный диаметр пузырька ($d_b = 2R$) рассчитывался по формуле

$$d_b = A \cdot T / u_x, \quad (3)$$

где u_x — вертикальная скорость пузырька, A — коэффициент, зависящий от углового расстояния между ФЭУ1 и ФЭУ2 и определявшийся в дополнительных экспериментах с калиброванными стальными шариками [9]. Измеренный таким образом диаметр каждого пузырька использовался для определения его скорости всплытия в покоящейся жидкости u_∞ в соответствии с эмпирической корреляцией, полученной в той же рабочей жидкости [9]:

$$u_\infty = 0,0786(d_b)^{0,904}. \quad (4)$$

Число регистрируемых пузырьков в одной пространственной точке измеряемого профиля находилось в пределах 30–200.

3. Результаты

3.1. Опускное ламинарное пузырьковое течение

В опускном течении пузырьки обычно собираются в приосевой зоне, образуя пузырьковое ядро течения — пузырьковую колонну, которая управляется течением жидкости и располагается на расстоянии от стенок трубы. Настоящие эксперименты выполнены в опускном ламинарном течении с двумя расходными скоростями жидкости: $W_1 = 0,163$ м/с и $W_1 = 0,434$ м/с ($Re_1 = 693$ и $Re_1 = 1844$ соответственно), и тремя расходными газосодержаниями: $\beta = Q_g / (Q_1 + Q_g)$, где Q_g и Q_1 — объемные расходы газа и жидкости. Усредненные по времени скорости жидкости и пузырьков, значения локального газосодержания и пульсаций скорости жидкости представлены на рис. 4 для четырех режимов течения. Профили газосодержания подтверждают [4] концентрацию пузырьков в приосевой области и отсутствие их вблизи стенок. С ростом расходного газосодержания скорость жидкости на оси трубы уменьшается от однофазных ламинарных значений и становится практически постоянной в ядре течения, на стенке трубы она падает до нуля.

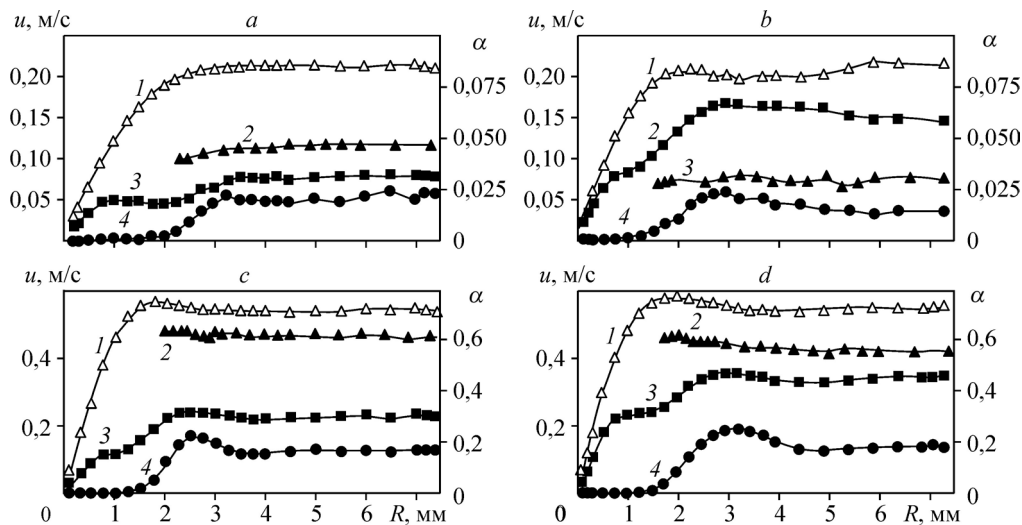


Рис. 4. Профили локальной скорости жидкости u_l (1), пузырьков u_b (2), пульсаций скорости жидкости u_l' (3) и газосодержания α (4) для четырех режимов течения.

М-инжектор: a — $Re_1 = 693$, $\beta = 0,007$, c — $Re_1 = 1844$, $\beta = 0,124$;

Р-инжектор: b — $Re_1 = 693$, $\beta = 0,006$, d — $Re_1 = 1844$, $\beta = 0,12$;

локальное газосодержание отражается на правой вертикальной оси, все остальные параметры на левой оси.

Профили скорости пузырьков являются практически плоскими в ядре течения. Локальная скорость пузырьков всегда меньше локальной скорости жидкости, следовательно, скорость скольжения в опускном течении отрицательная.

Пузырьки оказывают влияние на возмущение ламинарного однофазного течения за счет своей скорости всплытия, формы, следа за пузырьком, гидродинамического взаимодействия пузырька со стенкой трубы и взаимодействия между пузырьками. В статье все эти возмущения ламинарного течения рассматриваются как произведенная пузырьками псевдотурбулентность. Увеличенные в 3 и 6 раз среднеквадратичные пульсации скорости жидкости представлены на рис. 4а, 4с для М-инжектора и на рис. 4б, 4д для Р-инжектора соответственно. Данные представляют только псевдотурбулентные пульсации, поскольку основное течение остается ламинарным. Профили пульсаций являются практически плоскими в центре трубы, но имеют особенности вблизи ее стенки, где газосодержание потока уменьшается до нуля: регистрируется провал в профилях пульсаций, обусловленный отсутствием пузырьков вблизи стенки, т.е. пульсации жидкости уменьшаются при приближении к этой зоне, а затем плавно падают до нуля по мере приближения к стенке трубы. Интенсивность пульсаций скорости жидкости представлена на рис. 5а и 5б для М- и Р-инжекторов соответственно. Она уменьшается с ростом расходной скорости жидкости и объемного газосодержания. На оси трубы интенсивность пульсаций является практически постоянной. Там, где газосодержание падает до нуля вблизи стенки, все профили имеют четко выраженный провал. Генерация псевдотурбулентности при приближении к этой области уменьшается, поскольку уменьшается разница в локальных скоростях жидкости и пузырьков. Минимум в интенсивности пульсаций жидкости смещается к стенке трубы как для меньшей расходной скорости жидкости, так и для большего объемного газосодержания. На оси трубы пульсации жидкости зависят от среднего диаметра пузырьков: больше пузырьки, больше пульсации. Пульсации жидкости, сгенерированные пузырьками в центре трубы, распространяются вплоть до ее стенки. Из-за уменьшения средней локальной скорости

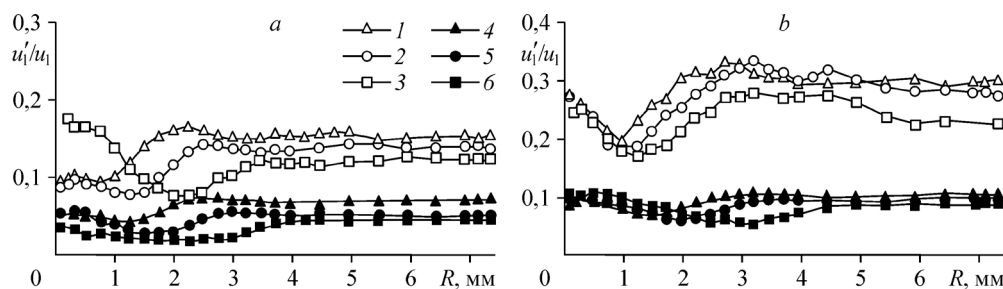


Рис. 5. Интенсивность пульсаций скорости жидкости для М-инжектора (а) и Р-инжектора (б). Светлые символы — $Re = 693$, темные символы — $Re = 1844$; а: $\beta = 0,045$ (1), 0,017 (2), 0,0073 (3), 0,125 (4), 0,0452 (5), 0,017 (6); б: $\beta = 0,044$ (1), 0,0164 (2), 0,01 (3), 0,119 (4), 0,045 (5), 0,0173 (6).

жидкости вблизи стенки интенсивность пульсаций увеличивается. Радиальное положение минимума в интенсивности пульсаций зависит от расходной скорости жидкости, объемного газосодержания и среднего диаметра пузырьков.

Измеряемый с помощью ЛДА средний по сечению трубы диаметр пузырьков практически постоянен. Осредненные по профилю значения диаметра пузырька составляли $d_b = 1,2$ и $2,3$ мм для М- и Р-инжекторов. Соответствующие скорости всплытия данных пузырьков в покоящейся жидкости равны $u_\infty = 0,093$ и $0,167$ м/с. Число Рейнольдса рассчитанное по скорости всплытия пузырьков в покоящейся жидкости, для М- и Р-инжекторов составило 32 и 109. Гистограммы диаметров пузырьков проверялись в каждом эксперименте и всегда были четкими, без длинных затяжных «хвостов». Среднеквадратичное отклонение диаметра пузырьков от среднего значения не превышало 10 %.

3.2. Скорость скольжения

Обычно скорость скольжения изменяется из-за эффекта торможения окружающими пузырьками, подробно исследованного в теории седиментации, эффекта ускорения пузырьков в случае присутствия в потоке пузырьков больших размеров, а также большого разброса пузырьков по диаметрам [12]. В настоящей работе рассматривается только однородное пузырьковое течение с монодисперсными пузырьками, так что основным является эффект торможения окружающими пузырьками. Экспериментальные профили размерной скорости скольжения пузырьков представлены на рис. 6а и 6б для М- и Р-инжекторов соответственно. Для всех режимов течения скорость скольжения практически постоянна в центре трубы, но для больших пузырьков она больше (Р-инжектор), поскольку их скорость всплытия в большом объеме выше.

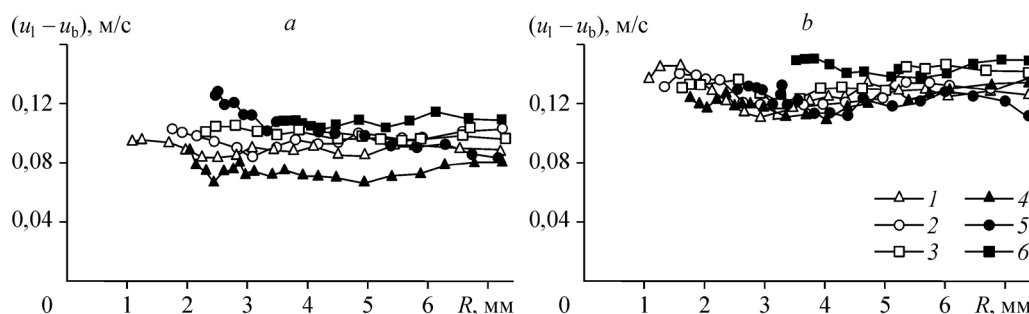


Рис. 6. Скорость скольжения пузырьков для М-инжектора (а) и Р-инжектора (б). Обозначения см. на рис. 5.

Скорость скольжения пузырька существенно подвергается влиянию со стороны окружающих пузырьков. Это влияние возможно оценить, представив скорость скольжения в безразмерной форме, нормализованной на скорость всплытия одиночного пузырька в покоящейся жидкости u_∞ :

$$u_s = |u_l - u_b| / u_\infty = h(\alpha), \quad (5)$$

u_b — измеренная локальная скорость пузырьков, u_l — измеренная скорость жидкости на центре пузырьков. В теории седиментации эффект окружающих частиц на скорость осаждения оценивается коэффициентом торможения — $h(\alpha)$. Безразмерная скорость скольжения — u_s фактически и является таким коэффициентом торможения, обычно используемым в течениях суспензий [13]. Этот коэффициент отражает тот факт, что скорость скольжения пузырька в пузырьковом течении может отличаться от скорости всплытия одиночного пузырька. Отметим, что в опускном течении — $|u_b| < |u_l|$, тогда как в восходящем потоке ситуация противоположная — $|u_b| > |u_l|$. Безразмерная локальная скорость скольжения пузырьков представлена на рис. 7, в зависимости от локального газосодержания — α . Интерполяция зависимости скорости скольжения представлена как коэффициент торможения:

$$h_1(\alpha) = 1 - 0,7 \cdot \alpha^{1/2}. \quad (6)$$

Для сравнения на рисунке также представлена интерполяция для восходящего пузырькового течения, полученная в аналогичных условиях [9]:

$$h_2(\alpha) = 1 - 0,75 \cdot \alpha^{1/3}. \quad (7)$$

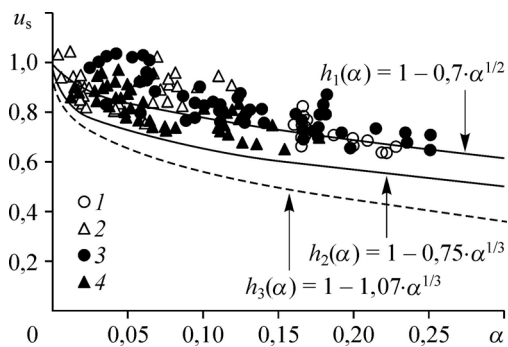
Позднее в работе [13] были представлены новые экспериментальные данные в восходящем течении. Анализируя их, возможно построить следующую интерполяцию экспериментальных данных:

$$h_3(\alpha) = 1 - 1,07 \cdot \alpha^{1/3}. \quad (8)$$

Основным фактором в этой интерполяции является степень зависимости от газосодержания — $\alpha^{1/3}$. Некоторое расхождение в коэффициенте (1,07 вместо 0,75 (7)) может быть связано с использованием больших пузырьков ($d_b \sim 3 \div 4$ мм) и, соответственно, с появлением больших чисел Рейнольдса для пузырька: $Re_b \sim 1000 \div 1500$. Тем не менее, эксперименты, проведенные в [9, 13], подтверждают уменьшение скорости скольжения с ростом газосодержания в той же степени ($\alpha^{1/3}$).

Уменьшение скорости скольжения зафиксировано и в восходящем, и в опускном течениях, но степень зависимости от газосодержания для этих течений разная. Для опускного течения локальная скорость скольжения убывает в зависимости от локального газосодержания в степени $1/2$, тогда как в восходящем течении эта степень составляет $1/3$ (см. рис. 7). В исследовании [14] было показано, что эта степень зависимости скорости скольжения от газосодержания имеет принципиальное значение, это также было подтверждено в работах [9–13]. Взвешенные системы со случайным распределением частиц в течении обладают коэффициентом

Рис. 7. Безразмерная скорость скольжения пузырьков в зависимости от локального газосодержания. М-инжектор $Re = 1844$ (1), 693 (2), Р-инжектор $Re = 1844$ (3), 693 (4).



торможения, убывающим с ростом концентрации частиц со степенью убывания, равной 1, [14]. При отличии степени убывания от единицы возможно сильное гидродинамическое взаимодействие между частицами. В восходящем течении подобное взаимодействие приводит к появлению структурированного течения, когда пузырьки прижимаются к стенке трубы поперечной силой, а самое вероятное расстояние между пузырьками в вертикальном направлении приближается к значению $d_b \cdot \alpha^{1/3}$. В опускном течении зависимость скорости скольжения пропорциональна $\alpha^{1/2}$. Такая зависимость выглядит как промежуточный вариант между структурированным течением с зависимостью $1/3$ в восходящем течении и случайным распределением пузырьков со степенью 1.

Экспериментальное значение корреляции для скорости скольжения в опускном течении отличается от величины корреляции в восходящем течении. Причиной может быть разница в обтекании пузырька. В восходящем течении пузырек движется быстрее окружающей жидкости, скорость скольжения является положительной. В опускном течении пузырек движется медленнее жидкости и скорость скольжения будет отрицательной. Дополнительно, в восходящем течении существует поперечная сила, вжимающая пузырьки в пристенный газожидкостный слой. Это отличает поведение течения от опускного, где пузырьки концентрируются в приосевой колонне, а поперечная сила действует на них, наоборот, в направлении от стенки трубы. Вероятно пузырьки в восходящем течении более структурированы, особенно в пристенном пузырьковом слое. Таким образом, в восходящем течении они более ограничены в своем движении, чем в опускной пузырьковой колонне.

Заключение

Представлены результаты измерений локальной скорости скольжения монодисперсных пузырьков в опускном ламинарном течении в трубе. Для измерения локальной скорости жидкости использовался электродиффузионный метод [10]. Локальная скорость пузырьков измерялась специальным ЛДА с малой длиной измерительного объема. Скорость скольжения определялась как разница между скоростью пузырьков и скоростью жидкости в точке, где располагался центр пузырька. Эксперименты, выполненные в монодисперсных пузырьковых течениях с двумя разными средними диаметрами пузырьков, подтвердили следующее. Основные параметры течения — локальные скорости жидкости и пузырьков, локальное газосодержание и пульсации скорости жидкости практически постоянны в ядре течения и изменяются только вблизи стенок трубы, где газосодержание падает до нуля, в полном соответствии с известными литературными данными. Полученная в настоящей работе корреляция для скорости скольжения пузырьков в ламинарном опускном монодисперсном течении качественно отличается от корреляции в восходящем течении. Корреляция в опускном течении представляет промежуточную ситуацию между корреляцией для структурированного восходящего течения и теоретической корреляцией для случайного распределения пузырьков в течении.

Список литературы

1. Ohba K., Yuhara T., Matsuyama H. Simultaneous measurements of bubble and liquid velocities in two-phase bubbly flow using laser Doppler velocimeter // Bulletin of JSME. 1986. Vol. 295. P. 2487–2494.
2. Sheng Y.Y., Irons G.A. A combined laser Doppler anemometry and electrical probe diagnostic for bubbly two-phase flow // Intern. J. Multiphase Flow. 1991. Vol. 17. P. 585–598.
3. Yu P.Y.W., Varty R.L. Laser Doppler measurement of the velocity and diameters of bubbles using triple-peak technique // Intern. J. Multiphase Flow. 1988. Vol. 14. P. 765–776.
4. Bhagwat S.M., Ghajar A.J. Similarities and differences in the flow patterns and void fraction in vertical upward and downward two phase flow // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2012. Vol. 39. P. 213–227.
5. Lu J., Biswas, S., Tryggvason G. A DNS study of laminar bubbly flows in a vertical channels // Intern. J. Multiphase Flow. 2006. Vol. 32. P. 643–660.

6. **Durst F., Zare M.** Laser Doppler measurements in two-phase flows // Proceeding of LDA Symp. Copenhagen, 1975. P. 403–429.
7. **Bachalo W.D., Houser M.J.** Phase Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distribution // Opt. Eng. 1984. Vol. 23. P. 583–590.
8. **Moursaly E., Marie J.L., Bataille J.** An upward turbulent bubbly boundary layer along a vertical flat plate // Int. J. Multiphase Flow. 1995. Vol. 21. P. 107–117.
9. **Тимкин Л.С.** Измерение локальной скорости скольжения пузырьков в восходящем псевдотурбулентном течении // Теплофизика и аэромеханика. 2000. Т. 7, № 1. С. 101–114.
10. **Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Кашинский О.Н., Гешев П.И.** Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. Новосибирск: Институт теплофизики, 1986, 246 с.
11. **Riviere N., Cartellier A., Lemaitre-Auger P.** A source of error in the velocity measurements of large spherical bubbles using laser Doppler anemometry // Rev. Sci. Instrum. 2003. Vol. 74. P. 4938–4944.
12. **Yang G., Zhang H., Luo J., Wang T.** Drag force of bubbles swarms and numerical simulations of a bubble column with a CFD–PBM coupled model // Chemical Engng. Sci. 2018. Vol. 192. P. 714–724.
13. **Garnier G., Lance M., Marie J.L.** Measurements of local flow characteristics in buoyancy-driven bubbly flow at high void fraction // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2002. Vol. 26, No. 6–7. P. 811–815.
14. **Davis R.H., Acrivos A.** Sedimentation of noncolloidal particles at low Reynolds numbers // Ann. Rev. Fluid Mech. 1985. Vol. 17. P. 91–118.

*Статья поступила в редакцию 25 сентября 2019 г.,
после доработки — 23 октября 2019 г.,
принята к публикации 6 ноября 2019 г.*