

УДК 535.8

ИЗМЕРЕНИЕ ДИАМЕТРОВ ПУЗЫРЬКОВ И КАПЕЛЬ МЕТОДОМ ДОПЛЕРОВСКОЙ АНЕМОМЕТРИИ

А. П. Белоусов^{1,2}, П. Я. Белоусов^{1,2}, Л. А. Борыняк¹

¹Новосибирский государственный технический университет,
630092, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

²Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 1
E-mail: abelousov@ngs.ru

Проведён теоретический анализ взаимодействия зондирующего лазерного пучка с каплей жидкости. Показано, что амплитуда доплеровского сигнала, полученного от движущейся капли, зависит от её положения относительно перетяжки. Теоретически и экспериментально обоснована возможность определения радиуса движущихся в потоке капель и пузырьков по пространственному положению экстремумов амплитуды доплеровского сигнала. Измерен радиус стеклянных шаров (1,75 и 5 мм). Относительная погрешность измерения составила 1,1 и 8 %. Измерен радиус пузырьков, всплывающих в вязкой жидкости. Показано, что предложенный метод на основе доплеровской анемометрии является перспективным при исследовании двухфазных потоков.

Ключевые слова: газожидкостные потоки, доплеровская диагностика, размер капель, область выборки информации.

Введение. Доплеровская анемометрия — широко используемый метод диагностики геометрических параметров объектов [1–3]. Ввиду распространённости газожидкостных потоков в технологических процессах их изучение — актуальная задача [4–8]. Если объёмное содержание жидкости мало по сравнению с объёмным содержанием газа, то мы имеем взвесь мелких капель жидкости в газе либо газовые снаряды с жидкими перегородками; в обратном случае — поток жидкости с пузырьками газа сферической либо несферической формы. Метод доплеровской анемометрии при сравнительной простоте и приемлемой точности позволяет оценить размер, скорость и объёмное содержание фаз. Несмотря на распространённость доплеровской диагностики остаются открытыми вопросы о соотношении амплитуд сигналов от передней и задней границ раздела фракций, скорости, концентрации и размере примесной фракции. Для того чтобы ответить на эти вопросы, необходимо провести анализ взаимодействия световой волны с границами раздела фаз.

Цель данной работы — расширение функциональных возможностей доплеровских систем применительно к газокапельным потокам путём теоретического описания взаимодействия световой волны с границами раздела фаз.

Описание метода. Рассмотрим влияние капли жидкости радиуса R на распространение лазерного пучка. Капля жидкости в газе представляет собой оптический элемент, состоящий из двух отражающих и преломляющих поверхностей, характеризующихся оптическими силами. Согласно [9] для них могут быть записаны матрицы преломления и отражения. Промежутки между перетяжкой гауссова пучка и первой отражающей поверхностью, а также между отражающими поверхностями капли жидкости задаются матрицами перемещения T . Тогда в параксиальном приближении можно определить матрицы рассматриваемых оптических систем для случая отражения световой волны от первой и

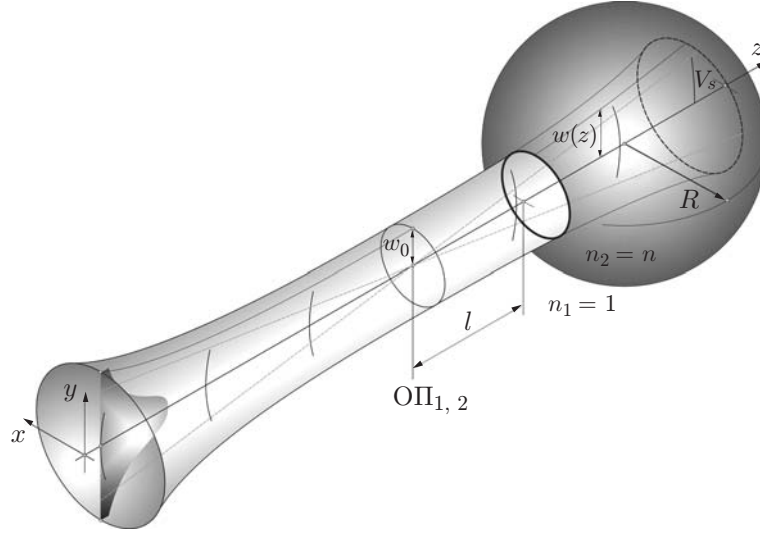


Рис. 1

второй сферических поверхностей капли жидкости. На рис. 1 приведена схема отражения выходящего из оптической системы лазерного пучка от стенок капли в область перетяжки. Опорные плоскости ОП₁ и ОП₂ совпадают с плоскостью перетяжки зондирующего гауссова лазерного пучка. Показатель преломления газа равен единице, а показатель преломления жидкости — n . Расстояние от перетяжки гауссова пучка до вершины сферической поверхности, пересекающей оптическую ось, обозначено l . Согласно рис. 1 матрица отражающей оптической системы с опорными плоскостями, совпадающими с перетяжкой гауссова пучка, имеет вид

$$M_1 = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + 2l/R & 2l(1 + l/R) \\ 2/R & 1 + 2l/R \end{bmatrix}.$$

Лучевая матрица оптической системы при отражении от задней стенки капли жидкости с опорными плоскостями, совпадающими с выходным торцом световода M_2 , запишется как

$$\begin{aligned} M_2 &= \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -(n-1)/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 2R/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2n/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 2R/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -(n-1)/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (n-4)/n & -4R/n \\ -2(2-n)/(nR) & (n-4)/n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} (n-4)/n - 2l(2-n)/(nR) & 2l(n-4)/n - 2l^2(2-n)/(nR) - 4R/n \\ 2(2-n)/(nR) & (n-4)/n - 2l(2-n)/(nR) \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Зная матричные элементы M_1 , M_2 , можно рассчитать параметры гауссовых пучков в ОП_{1,2} [9].

Обозначим радиус гауссова пучка в области перетяжки через w_0 . Радиус волнового фронта при этом равен бесконечности ($R_0 = \infty$). Радиус гауссова пучка в плоскости пере-

тяжки выразим через w_j , где j — порядковый номер оптической схемы и индекс соответствующей ей матрицы преобразования M_j . Радиус кривизны волнового фронта гауссова пучка в произвольной плоскости оптической схемы обозначим через R_j . Таким образом, согласно [9, 10] радиусы пучков, отражённых от передней и задней границ раздела, находятся из выражений

$$w_1^2 = w_0^2 \left(A_1^2 + \frac{B_1^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right) = w_0^2 \left[\left(1 + \frac{2l}{R} \right)^2 + 4l^2 \left(1 + \frac{l}{R} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right], \quad (1)$$

$$w_2^2 = w_0^2 \left[\left(\frac{n-4}{n} - \frac{2l(2-n)}{nR} \right)^2 + \left(\frac{2l(n-4)}{n} - \frac{2l^2(2-n)}{nR} - \frac{4R}{n} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right]. \quad (2)$$

Приближённо величина фототока пропорциональна отношению площадей гауссовых пучков на входе и выходе системы:

$$I_j \sim w_0^2 / w_j^2. \quad (3)$$

Согласно вышеприведённым формулам для w_1 и w_2 амплитуда доплеровского сигнала, отражённого от передней поверхности капли,

$$U_{1д} \sim w_1^{-1} = w_0^{-1} \left[\left(1 + \frac{2l}{R} \right)^2 + 4l^2 \left(1 + \frac{l}{R} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right]^{-1/2}.$$

Для прозрачных капель в доплеровский сигнал будет давать вклад отражение от задней поверхности капли:

$$U_{2д} \sim w_2^{-1} = w_0^{-1} \left[\left(\frac{n-4}{n} - \frac{2l(2-n)}{nR} \right)^2 + \left(\frac{2l(n-4)}{n} - \frac{2l^2(2-n)}{nR} - \frac{4R}{n} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right]^{-1/2}.$$

При пересечении капель перетяжки величина l меняет знак на обратный, а амплитуда доплеровского сигнала достигает экстремального значения для некоторых l , которые можно вычислить, дифференцируя $U_{ид}$ по l и приравнивая производную к нулю. Для $U_{1д}$ получим

$$\left(1 + \frac{2l}{R} \right) \left[\frac{1}{R} + \frac{2\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \left(l + \frac{l^2}{R} \right) \right] = 0,$$

откуда следует

$$l_1 = -\frac{R}{2}, \quad l_{2,3} = -\frac{R}{2} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4} - \frac{\pi^2 w_0^4}{2\lambda^2}}.$$

Для случая, когда $R^2/4 \gg \pi^2 w_0^4/(2\lambda^2)$, величина

$$l_{2,3} = -\frac{R}{2} \pm \frac{R}{2} \left(1 - \frac{\pi^2 w_0^4}{R^2 \lambda^2} \right)$$

или

$$l_2 = -\frac{R}{2} + \frac{R}{2} \left(1 - \frac{\pi^2 w_0^4}{R^2 \lambda^2} \right) = -\frac{\pi^2 w_0^4}{2R\lambda^2}, \quad l_3 = -\frac{R}{2} - \frac{R}{2} \left(1 - \frac{\pi^2 w_0^4}{R^2 \lambda^2} \right) = -R + \frac{\pi^2 w_0^4}{2R\lambda^2}.$$

Расстояние между положениями капли, обеспечивающими максимальную амплитуду доплеровского сигнала, определяется как

$$\Delta l_{\text{к}} = l_2 - l_3 = R - \frac{\pi^2 w_0^4}{R\lambda^2},$$

а расстояние между положениями пузырька в жидкости с показателем преломления n_c задаётся выражением

$$\Delta l_{\text{п}} = R - \frac{n_c^2 \pi^2 w_0^4}{R\lambda^2}.$$

Значения $\Delta l_{\text{к}}$ и $\Delta l_{\text{п}}$ находятся из величины скорости капли либо пузырька, пропорциональной частоте доплеровского сигнала, и временного интервала между максимумами амплитуды доплеровского сигнала. Зная $\Delta l_{\text{к}}$ и $\Delta l_{\text{п}}$, легко рассчитать радиусы капель и пузырьков. Действительно, умножая выражения для $\Delta l_{\text{к}}$ и $\Delta l_{\text{п}}$ на R и решая полученные квадратные уравнения относительно R , придём к выражениям

$$R_{\text{к}} = \frac{\Delta l_{\text{к}}}{2} + \sqrt{\frac{\Delta l_{\text{к}}^2}{4} + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2}}, \quad R_{\text{п}} = \frac{\Delta l_{\text{п}}}{2} + \sqrt{\frac{\Delta l_{\text{п}}^2}{4} + \frac{n_c^2 \pi^2 w_0^4}{\lambda^2}}.$$

Для случая $\Delta l_{\text{к, п}}^2/4 \gg \pi^2 w_0^4/\lambda^2$

$$R_{\text{к}} = \Delta l_{\text{к}} + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 \Delta l_{\text{к}}}, \quad R_{\text{п}} = \Delta l_{\text{п}} + \frac{n_c^2 \pi^2 w_0^4}{\lambda^2 \Delta l_{\text{п}}}.$$

Вклад гауссова пучка, отражённого от задней стенки капли, в амплитуду доплеровского сигнала обратно пропорционален его ширине в плоскости перетяжки зондирующего лазерного пучка. Исследовав $U_{2\text{д}}$ на экстремумы, запишем уравнения

$$n - 4 - \frac{2l(2 - n)}{R} = 0, \quad l(n - 4) - \frac{l^2(2 - n)}{R} - 2R = 0,$$

решения которых имеют вид

$$l_4 = -\frac{(4 - n)R}{2(2 - n)}, \quad l_5 = -R, \quad l_6 = -\frac{2R}{2 - n}.$$

Расстояние l_5 соответствует нормальному падению зондирующего светового пучка на заднюю стенку пузырька, поэтому его пространственное положение не зависит от n . При больших значениях радиуса l_5 почти совпадает с l_3 . Положение экстремума l_1 задаётся минимумом амплитуды доплеровского сигнала, так как эта точка лежит между экстремальными точками l_2 и l_3 , соответствующими максимумам амплитуд доплеровских сигналов. При $n = 1,5$ положение $l_4 = -2,5R$. В этой точке обнаруживается минимум амплитуды доплеровского сигнала, поскольку она расположена между точками $l_5 = -R$ и $l_6 = -2R/(2 - n) = -4R$. Графики зависимости относительной амплитуды доплеровского сигнала от l приведены на рис. 2. По горизонтальной оси отложено смещение капли относительно ОП_{1,2}. Радиус капли равен 500 мкм. Из рисунка видно, что максимумы амплитуд от передней и задней поверхностей достигают единицы. Результирующий доплеровский сигнал на выходе фотоприёмника представляет собой сумму сдвинутых по фазе сигналов от передней и задней поверхностей. Амплитуды экстремальных значений будут изменяться от максимальных для синфазных сигналов до минимальных для противофазных сигналов. При любом сдвиге фаз экстремальные значения будут наблюдаться вблизи точки

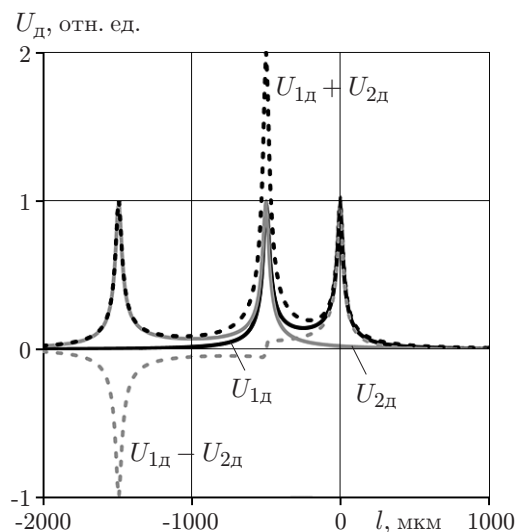


Рис. 2

$l = R$, что связано с совпадением максимумов l_3 и l_5 и большим превышением значений амплитуд сигнала в этих точках в сравнении со значениями амплитуд в экстремумах l_1 и l_4 . Для синфазных сигналов $U_{1д} + U_{2д}$ существенному изменению подверглось значение максимума амплитуды в точке l_3 . Амплитуды остальных экстремумов практически не изменились. В случае противофазных сигналов $U_{1д} - U_{2д}$ амплитуда в точке l_3 значительно ослаблена. Таким образом, при любом фазовом соотношении доплеровских сигналов от передней и задней поверхностей капли экстремальные амплитуды доплеровского сигнала при l_3 , l_5 и l_6 выделяются и могут быть использованы для определения радиуса капли. Сама абсолютная величина амплитуды не имеет существенного значения, так как не влияет на положение максимума.

Существование трёх максимумов может служить дополнительной страховкой в том случае, если есть сомнения в достоверности полученных результатов. За двумя максимумами, отстоящими на расстоянии R , должен наблюдаться максимум сигнала, находящийся на расстоянии $l_6 = -2R/(2 - n)$ от первого максимума. Тогда наблюдаемые доплеровские сигналы точно принадлежат одной капле. Для капель глицерина $l_6 \approx 3,8R$. Если концентрация капель такова, что расстояние между ними много больше среднего либо максимального диаметра капель, то перепроверять принадлежность двух максимумов сигнала одной капле нет необходимости.

В эксперименте использовалась оптическая схема доплеровского анемометра с опорным пучком [1–3] (рис. 3). Числовая апертура и радиус гауссова пучка в перетяжке составляли 0,1 и 2,7 мкм соответственно. Длина волны излучения одночастотного He—Ne-лазера равна 632,8 нм. Капли моделировались стеклянными шарами различных диаметров, что позволяло проводить независимые измерения диаметра микрометром. Шары перемещались вдоль зондирующего лазерного пучка таким образом, чтобы их поверхность пересекала область перетяжки. Электрический сигнал с фотоэлектронного умножителя подавался на вход персонального компьютера и записывался в цифровом виде. Сигнал обрабатывался стандартной системой (программная оболочка АЦП компании «Руднев—Шиляев», Москва). В результате обработки выявлялась временная зависимость скорости шара. После интегрирования скорости шара во временном интервале между выбранными максимумами доплеровского сигнала определялся его радиус. На рис. 4, а и 5, а приведены доплеровские сигналы, частоты которых пропорциональны скорости шаров (рис. 4, б и 5, б).

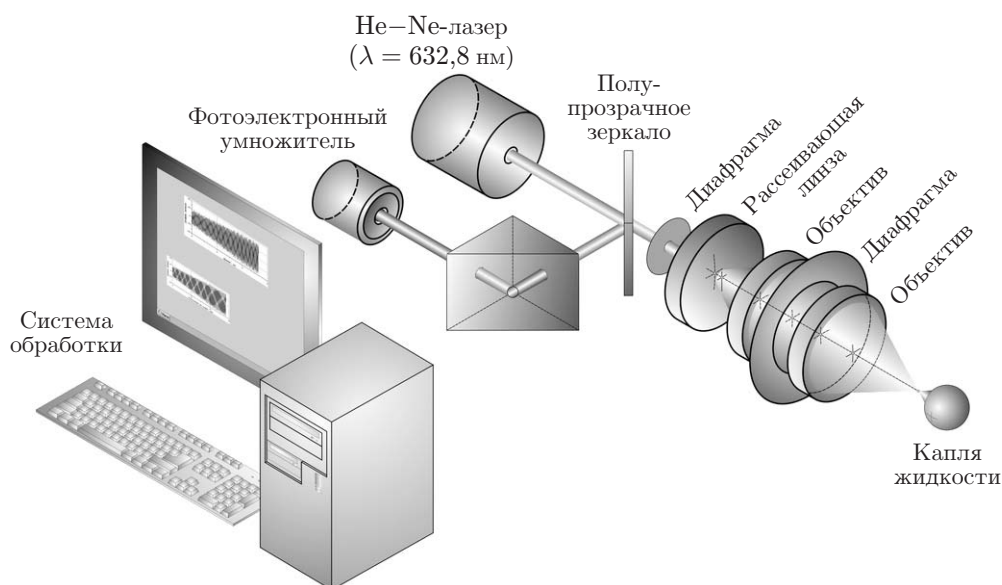


Рис. 3

Результаты интегрирования позволяют определить радиусы шаров (5 и 1,75 мм для рис. 4 и 5). Относительная погрешность измерения составляет 8 и 1,1 % для рис. 4 и 5 соответственно. Причиной ошибки измерения радиуса шаров являются технологические дефекты на их поверхности в виде царапин, от которых появляются в данном случае паразитные сигналы, смещающие максимум амплитуды доплеровского сигнала на временной оси. Несмотря на это по результатам измерений радиусов шаров можно утверждать, что относительная ошибка измерения радиуса предлагаемым методом не превышает 10 %.

При использовании данной методики проведено измерение радиусов воздушных пузырьков, всплывающих в растворе жидкого мыла. Ввиду большой вязкости мыла движение пузырьков было медленное, что позволило определить их диаметр визуально по шкале на линейке. Зондирующий гауссов пучок вводился в раствор мыла сверху сквозь полупрозрачное толстое плоскопараллельное окно. Доплеровский сигнал от воздушных пузырьков

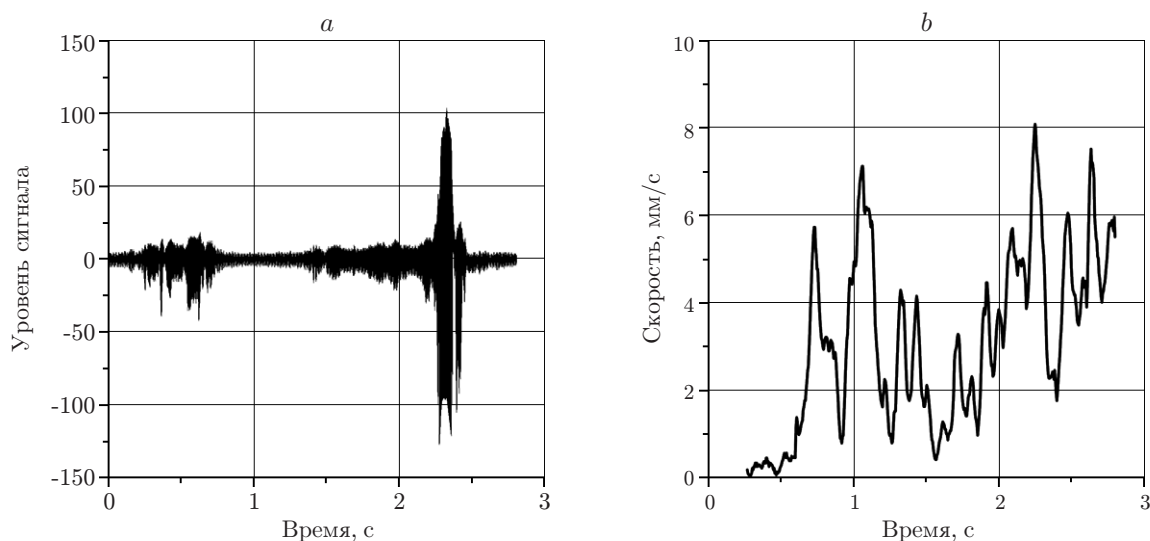


Рис. 4

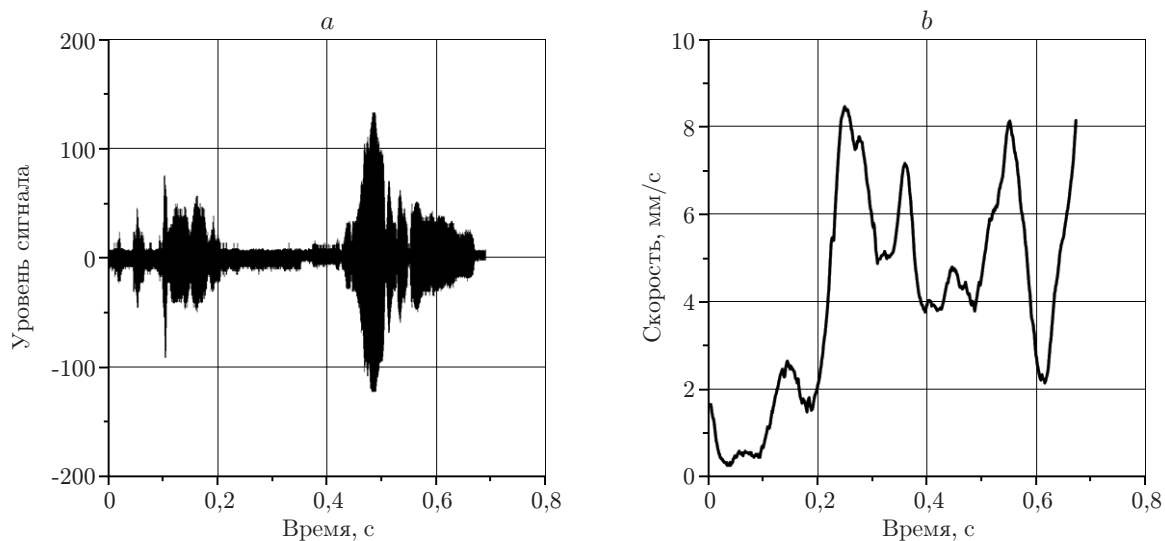


Рис. 5

ков с радиусом 3,3 мм, всплывающих в растворе жидкого мыла, приведён на рис. 6, а. Скорость со временем растёт линейно, и среднее значение скорости на середине отмеченного интервала составляет 0,506 мм/с (рис. 6, б).

Обсуждение результатов. Проведённый теоретический анализ взаимодействия зондирующего лазерного пучка с каплей жидкости показывает, что амплитуда доплеровского сигнала, полученного от движущейся капли, зависит от её положения относительно перетяжки. Максимумы амплитуды сигнала наблюдаются в области перетяжки (первая точка) и на расстоянии приблизительно равном радиусу капли (вторая точка). Есть максимум на расстоянии от перетяжки, соответствующий трём–четырёх радиусам капли (в зависимости от показателя преломления капли).

Используемое здесь параксиальное приближение справедливо для случая, когда радиус зондирующего лазерного пучка много меньше радиуса пузырьков и капель. Если стенка пузырька или капли пересекает перетяжку зондирующего светового пучка, радиус которого составляет 2–3 мкм, то для радиусов исследуемых объектов более 100 мкм это

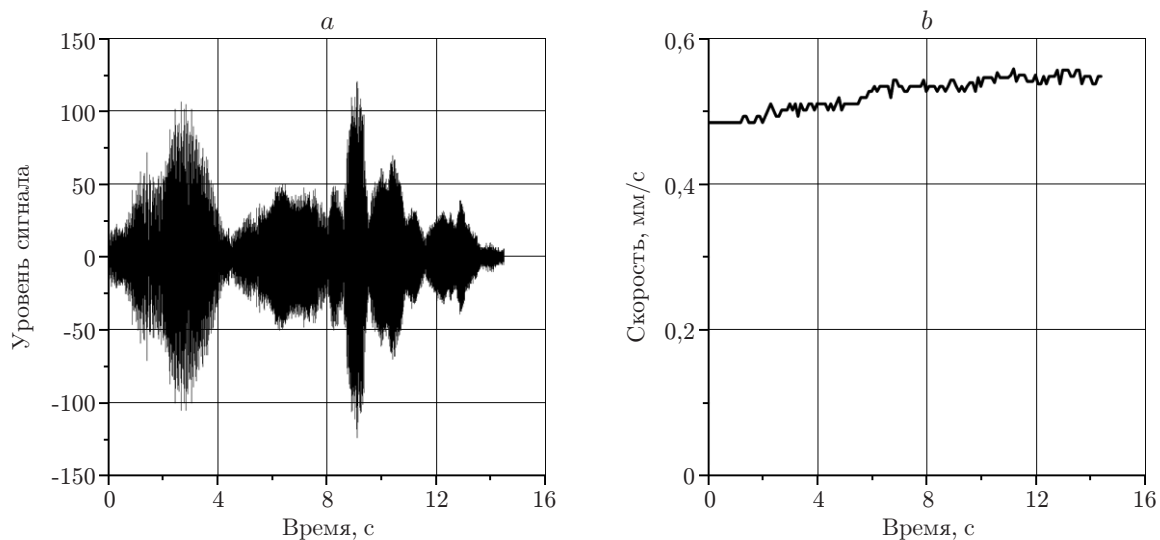


Рис. 6

условие в области перетяжки гауссова пучка можно считать выполненным. Вторая экстремальная точка (для максимума доплеровского сигнала) соответствует положению границ пузырьков и капель относительно центра перетяжки гауссова пучка, при котором радиус сферического волнового фронта пучка равен радиусу капли ($l = R$). В этом случае гауссов пучок отражается точно назад и выполняется условие оптимальной интерференции световых пучков на фотоприёмнике, обеспечивающее максимум амплитуды доплеровского сигнала. Однако нормальное падение световых пучков на сферическую поверхность не нарушает гомоцентричности отражённого светового пучка, абберрации отсутствуют и положение кардинальных точек оптической системы точно соответствует параксиальному приближению. Смещение пузырьков и капель в поперечном направлении относительно оси гауссова пучка приводит к уменьшению амплитуды доплеровского сигнала, так как интерферирующие световые пучки полностью не совмещаются. В то же время такое смещение не изменяет формы отражённого гауссова пучка, поскольку сферическая абберрация отсутствует для всех точек предметной плоскости, а для малых полевых углов влиянием абберраций, зависящих от угла поля зрения, можно пренебречь. Отмеченное обстоятельство позволяет измерять радиус движущихся капель, проводя интегрирование скорости капли внутри временного интервала, заключённого между максимумами доплеровского сигнала.

Обратим внимание на тот факт, что в практике измерения радиусов кривизны зеркальных поверхностей оптическими методами применяется автоколлимационный метод с использованием автоколлиматора с объективом на выходе, создающим сходящийся световой пучок. Перемещая отражающую сферическую зеркальную поверхность из фокуса объектива в точку, где радиус волнового фронта светового пучка становится равным радиусу поверхности зеркала, измеряют величину этого радиуса. Факт совпадения радиуса кривизны волнового фронта с радиусом кривизны отражающей поверхности определяется наблюдением изображения маркера в виде креста в поле зрения окуляра автоколлиматора. Для нахождения величины перемещения сферического зеркала используется линейка координатного стола. В отличие от этого известного метода в нашем случае частота и амплитуда доплеровского сигнала представляют всю необходимую информацию для расчёта радиуса движущейся поверхности.

Заключение. В данной работе теоретически рассмотрено взаимодействие гауссова пучка со сферическими границами раздела сред. На основе доплеровского анемометра с опорным пучком предложен метод измерения размеров капель и пузырьков, проведены тестовые эксперименты, определена его потенциальная точность. Результаты исследования показали перспективность метода при решении задач многофазной гидромеханики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. 303 с.
2. Белоусова О. П., Белоусов П. Я. Измерение радиуса и скорости проскальзывания катящегося колеса лазерным доплеровским анемометром // Автометрия. 2011. 47, № 2. С. 111–121.
3. Дубнищев Ю. Н., Белоусов П. Я., Белоусова О. П., Сотников В. В. Метод оптического контроля радиуса колеса при качении его по рельсу // Автометрия. 2012. 48, № 1. С. 87–94.
4. Белоусов А. П. Исследование структуры газожидкостных потоков оптическими методами: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2005. 184 с.
5. Белоусов А. П., Белоусов П. Я. Оптическая диагностика газокапельных потоков // Автометрия. 2011. 47, № 1. С. 110–114.

6. Белоусов А. П. Оптическая диагностика многофазных потоков: Учеб. пособие. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2011. 227 с.
7. Голубев А. Г., Свириденков А. А., Ягодкин В. И. Исследование дисперсности двухфазных потоков комбинированным методом регистрации флуоресценции капель и дифракционного рассеяния света // Автометрия. 2012. 48, № 3. С. 75–81.
8. Семидетнов Н. В. Граничные эффекты рассеяния света в лазерной диагностике двухфазных потоков // Там же. С. 46–53.
9. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 341 с.
10. Белоусов А. П., Белоусов П. Я., Борыняк Л. А. Математическая модель взаимодействия оптического зонда с пузырьками газа // Докл. ТУСУР. 2012. № 1(25). Ч. 1. С. 93–99.

Поступила в редакцию 20 июня 2012 г.
