

УДК 535.8

А. П. Белоусов, П. Я. Белоусов

*Институт теплофизики СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск, академика Лаврентьева
пр., 1, E-mail: abelousov@ngs.ru*

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ПОТОКОВ

АННОТАЦИЯ

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 пузырей по пространственному положению экстремумов амплитуды доплеровского сигнала. Измерен радиус стеклянных шаров (радиусы 1,75 мм и 5 мм). Относительная погрешность измерения радиусов составила 1,1% и 8% соответственно. Измерен радиус пузырей, всплывающих в вязкой жидкости. Таким образом, показано, что предложенный метод измерения радиуса движущихся в потоке капель и пузырей является перспективным при исследовании двухфазных потоков.

**ГАЗОЖИДКОСТНЫЕ ПОТОКИ, ДОПЛЕРОВСКАЯ ДИАГНОСТИКА, РАЗМЕР
ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ**

ВВЕДЕНИЕ

Доплеровская анемометрия широко используемый метод диагностики геометрических параметров объектов [1-3]. Ввиду распространенности газожидкостных потоков в технологических процессах их изучение – актуальная задача [4-8]. Если объемное содержание жидкости мало по сравнению с объемным 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, при сравнительной простоте и приемлемой точности, позволяет оценить размер, скорость и объемное содержание фаз. Несмотря на распространенность доплеровской диагностики, остаются открытыми вопросы о соотношении амплитуд сигналов от передней и задней границ раздела фракций, скорости, концентрации и размере примесной фракции. Для ответа необходимо провести анализ взаимодействия световой волны с границами раздела фаз.

Цель данной работы – расширение функциональных возможностей доплеровских систем применительно к газокапельным потокам, путем 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 написаны матрицы преломления и отражения. Промежутки между перетяжкой гауссова пучка и первой отражающей поверхностью, а также между отражающими поверхностями капли жидкости могут быть описаны матрицами перемещения T . В результате, в параксиальном приближении можно определить матрицы рассматриваемых оптических систем для случая отражения световой волны от первой и второй сферических поверхностей капли жидкости.

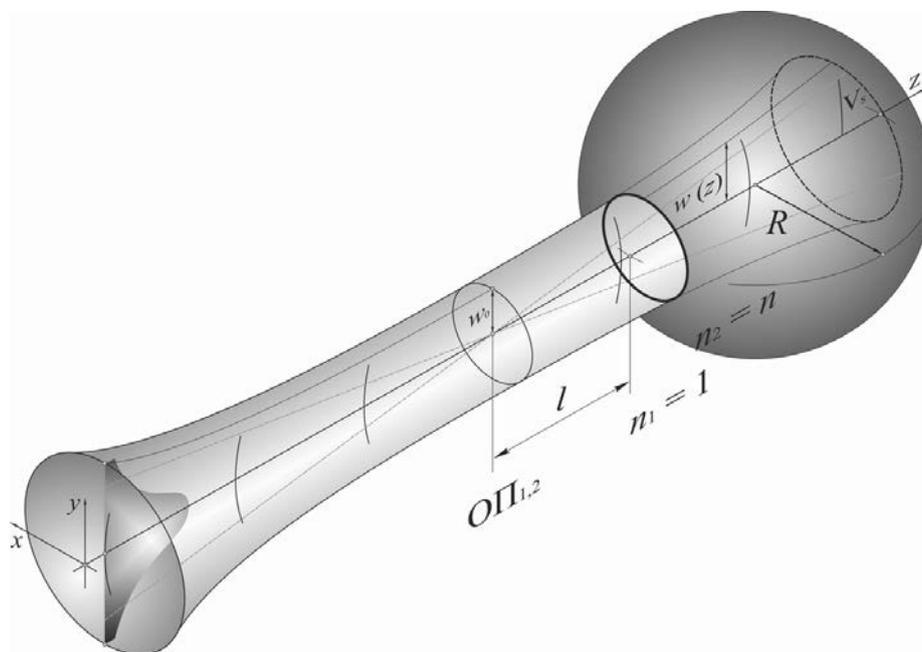


Рис. 1. Схема взаимодействия лазерного пучка с каплей жидкости.

На рис. 1 приведена схема оптической системы, действующей при отражении выходящего из системы лазерного пучка от стенок капли и возвращении в плоскость перетяжки. Опорные плоскости ОП₁ и ОП₂ совпадают с областью перетяжки зондирующего гауссова лазерного пучка. Радиус капли жидкости равен R . Показатель преломления газа равен единице, а показатель преломления жидкости – n . Расстояние от перетяжки гауссова пучка до вершины сферической поверхности, пересекающей оптическую ось – l . Тогда, согласно рис. 1, матрица отражающей оптической системы, с опорными плоскостями, совпадающими с перетяжкой гауссова пучка, равна

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

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

$$\begin{aligned}
M_1 &= \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{n-1}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{2R}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2n}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \frac{2R}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{n-1}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \\
&= \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{n-4}{n} & -\frac{4R}{n} \\ -\frac{2(2-n)}{nR} & \frac{n-4}{n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \\
&= \begin{bmatrix} \frac{n-4}{n} - \frac{2l(2-n)}{nR} & \frac{2l(n-4)}{n} - \frac{2l^2(2-n)}{nR} - \frac{4R}{n} \\ \frac{2(2-n)}{nR} & \frac{n-4}{n} - \frac{2l(2-n)}{nR} \end{bmatrix}.
\end{aligned} \tag{2}$$

Зная матричные элементы матриц 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 примем равным бесконечности ($R_0 = \infty$). Радиус гауссова пучка в произвольной плоскости обозначим через w_j , где j – порядковый номер оптической схемы и индекс соответствующей ей матрицы преобразования M_j . Радиус кривизны волнового фронта гауссового пучка в произвольной плоскости оптической схемы обозначим через R_j , где j – порядковый номер оптической схемы и индекс соответствующей ей матрицы преобразования M_j .

Таким образом, согласно [9, 10], радиусы пучков, отраженных от передней и задней границ раздела равны

$$w_1^2 = w_0^2 \left(A_1^2 + \frac{B_1^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right) = w_0^2 \left[\left(1 + \frac{2l}{R} \right)^2 + 4l^2 \left(1 + \frac{l}{R} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^4} \right] \tag{3}$$

и

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

соответственно.

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

$$I_j \sim \frac{w_0^2}{w_j^2}. \tag{5}$$

Согласно вышеприведённым формулам для w_1 и w_2 амплитуда доплеровского сигнала U_d будет пропорциональна величине

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

Для прозрачных капель в доплеровский сигнал будет давать вклад отражение от задней поверхности капли в виде $U_{2д}$

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

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 приравнявая производную 0. Дифференцируя $U_{1д}$ и приравнявая производную нулю, получим

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

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 $\frac{R^2}{4} \gg \frac{\pi^2 w_0^4}{2\lambda^2}$

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

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

$$\Delta l_k = l_2 - l_3 = R - \frac{\pi^2 w_0^4}{R\lambda^2}.$$

Соответствующее выражение для пузырей в жидкости с показателем преломления n_c

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

Расстояния (Δl_k и $\Delta l_{п}$) определяются из величины скорости капли либо пузыря, пропорциональной частоте доплеровского сигнала, и временного интервала между

максимумами амплитуды доплеровского сигнала. Зная Δl_k и Δl_n , легко рассчитать радиусы капель и пузырей. Действительно, умножая выражение для Δl_k и Δl_n на R и решая полученное квадратное уравнение относительно R , придём к выражениям

$$R_k = \frac{\Delta l_k}{2} + \sqrt{\frac{\Delta l_k^2}{4} + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2}} \quad \text{и} \quad R_n = \frac{\Delta l_n}{2} + \sqrt{\frac{\Delta l_n^2}{4} + \frac{n^2 \pi^2 w_0^4}{\lambda^2}}.$$

Для случая, когда $\frac{\Delta l_{n,k}^2}{4} \gg \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2}$

$$R_k = \Delta l_k + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 \Delta l_k} \quad \text{и} \quad R_n = \Delta l_n + \frac{n^2 \pi^2 w_0^4}{\lambda^2 \Delta l_n}.$$

Гауссов пучок, отражённый от задней стенки капли, также интерферирует с опорной световой волной и его вклад в амплитуду доплеровского сигнала обратно пропорционален его ширине в плоскости перетяжки зондирующего лазерного пучка. Исследуя U_{2d} на экстремумы и приравнявая производную по l нулю, получим уравнения:

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

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

Разрешая их относительно l , получим

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

l_5 соответствует нормальному падению зондирующего светового пучка на заднюю стенку пузыря, поэтому его пространственное положение не зависит от n . При больших значениях R l_5 почти совпадает с l_3 . Положение экстремума l_1 соответствует минимуму амплитуды доплеровского сигнала, поскольку эта экстремальная точка лежит между экстремальными точками l_2 и l_3 , соответствующим 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 $l_6 = -\frac{2R}{2-n} = -4R$. Графики

зависимости относительной амплитуды доплеровского сигнала от l приведены на рисунке 2. По горизонтальной оси отложено смещение капли относительно плоскости, совпадающей с центром перетяжки зондирующего лазерного пучка. Радиус капли 500 мкм. Из рисунка видно, что максимумы амплитуд от передней и задней поверхностей достигают 1. 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 максимальные изменения амплитуды будут наблюдаться для максимумов вблизи точки $l = R$. Это связано с «совпадением» максимумов l_3 и l_5 и большим превышением значений амплитуды сигнала в этих точках по

сравнению с амплитудами в экстремумах l_1 и l_4 . Для синфазных сигналов $U_{1д} + U_{2д}$ существенному изменению подверглось значение максимума амплитуды в точке l_3 . Амплитуда остальных экстремумов практически не изменилась. 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 экстремальная амплитуда доплеровского сигнала при l_3 , l_5 и l_6 выделяется и может быть использована для определения радиуса капли. Сама абсолютная величина амплитуды не имеет существенного значения, так как не влияет на положение максимума.

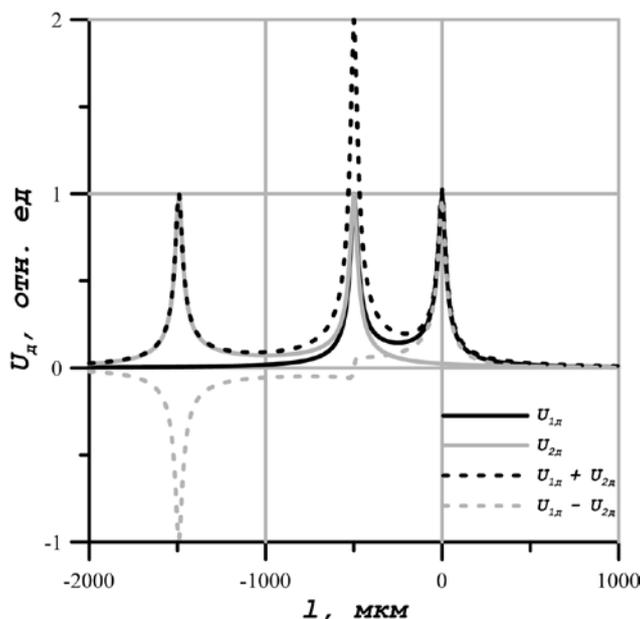


Рис. 2. Зависимость амплитуды доплеровского сигнала от l .

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, отстоящий на расстоянии $l_6 = -\frac{2R}{2-n} = -4R$ от первого максимума. Тогда наблюдаемые доплеровские сигналы точно принадлежат одной капле. Для капель из глицерина $l_6 \approx 3,8 R$. Если концентрация капель такова, что расстояние между каплями много больше среднего либо максимального диаметра капель, то перепроверять принадлежность двух максимумов сигнала одной капле нет необходимости.

ИЗМЕРЕНИЕ РАДИУСОВ КАПЕЛЬ И ПУЗЫРЬКОВ

В эксперименте использовалась оптическая схема 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 была равна 632,8 нм. Капли моделировались стеклянными шариками различных диаметров, что позволяло проводить независимые измерения диаметра микрометром. Шарики перемещались вдоль зондирующего лазерного пучка таким образом, чтобы поверхность шаров пересекала область перетяжки. Электрический сигнал с ФЭУ подавался на вход персонального компьютера и записывался в цифровом виде. Сигнал обрабатывался стандартной системой обработки (программная оболочка АЦП фирмы «Руднев-Шиляев»). После обработки выявлялась временная зависимость скорости шарика. После интегрирования скорости шарика во временном интервале между выбранными максимумами доплеровского сигнала определялся

его радиус. На рис. 4, 5 (а) приведены доплеровские сигналы, частоты которых пропорциональны скорости (рис. 4, 5 (б)).

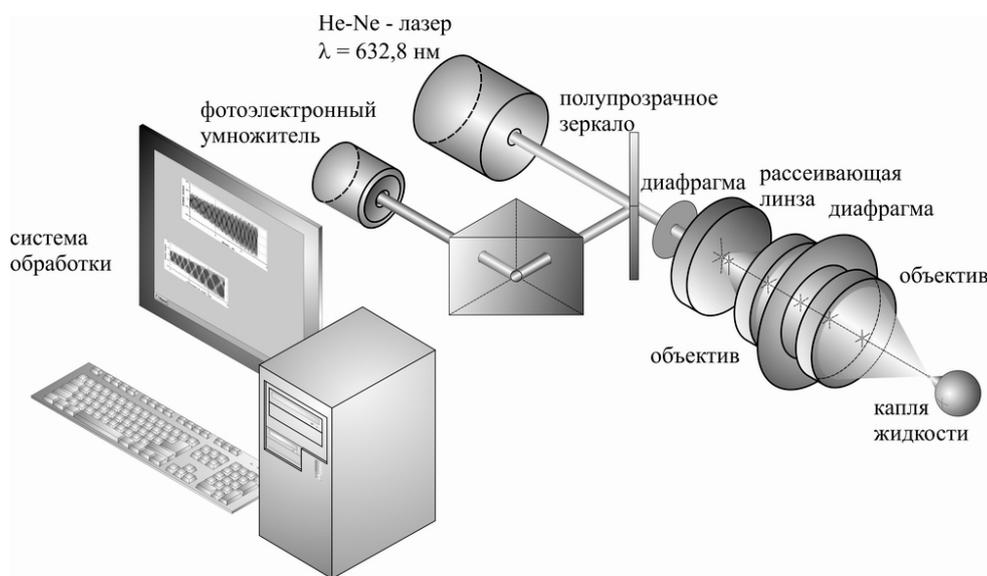


Рис. 3. Оптическая схема с опорным пучком.

Результаты интегрирования позволяют определить радиусы шаров. Относительная погрешность измерения составляет 8 % и 1,1% для рисунков 4 и 5 соответственно. Причиной ошибки измерения радиуса шаров являются технологические дефекты на поверхности шаров 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%.

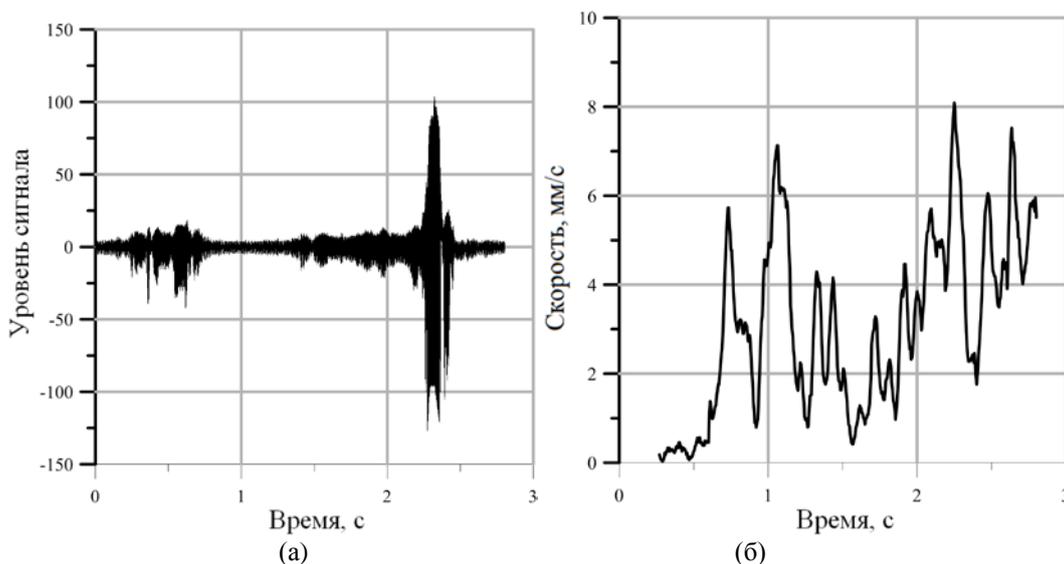


Рис. 4. Доплеровский сигнал от стеклянного шара радиусом 5 мм.

Используя данную методику, было проведено измерение радиусов воздушных пузырей, всплывающих в растворе жидкого мыла. Ввиду большой вязкости мыла, движение пузырей было медленное, что позволяло определить диаметр пузырей визуально путём сравнения со шкалой на линейке. Зондирующий гауссов пучок вводился в раствор мыла сверху, сквозь полузатопленное толстое плоскопараллельное окно. Доплеровский сигнал от воздушных пузырей, 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)).

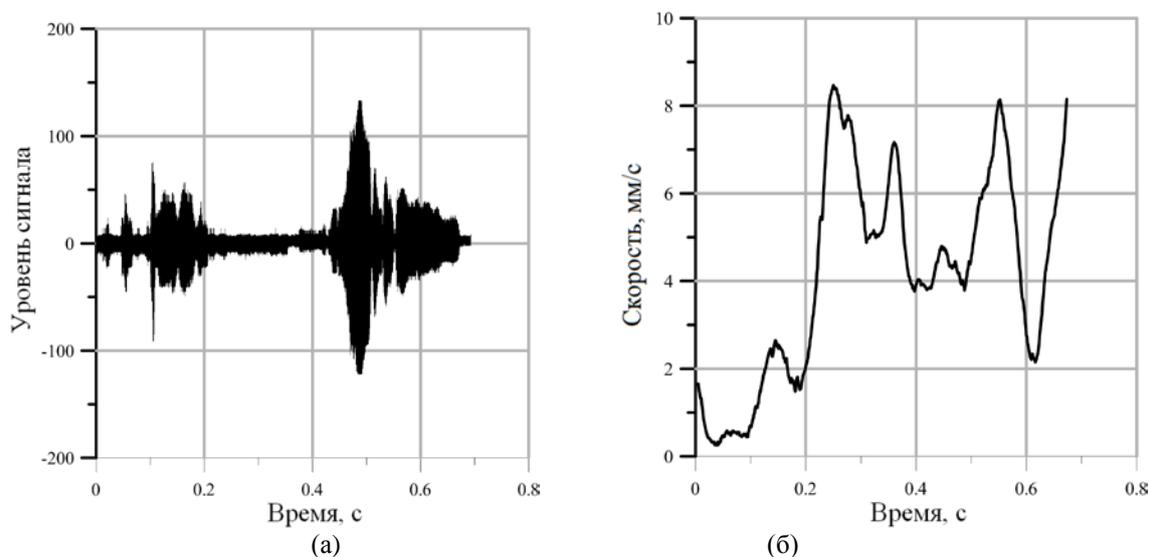


Рис. 5. Доплеровский сигнал от стеклянного шара радиусом 1,75 мм.

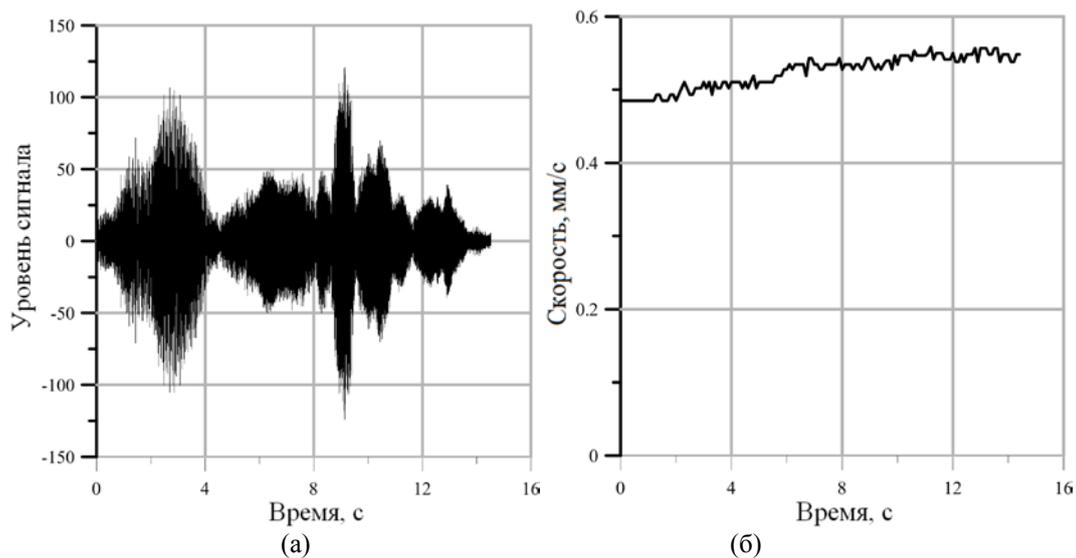


Рис. 6. Доплеровский сигнал от воздушного пузырька радиусом 3,3 мм.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенный 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 и на расстоянии, приблизительно равном радиусу капли. Есть максимум на расстоянии от перетяжки, соответствующий 3 – 4 радиусам капли (в зависимости от показателя преломления капли).

Используемое здесь параксиальное приближение справедливо для случая, когда радиус зондирующего лазерного пучка много меньше радиуса пузырей и капель. Если стенка пузыря или капли пересекает перетяжку зондирующего светового пучка, радиус которого составляет 2 – 3 мкм, то для радиусов исследуемых объектов более 100 мкм это условие в области перетяжки гауссова пучка можно считать выполненным. Вторая экстремальная точка (для максимума доплеровского сигнала), соответствует положению границ пузырей и капель относительно центра перетяжки гауссова пучка, при котором радиус сферического волнового фронта гауссова 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. С другой стороны, нормальное падение световых пучков на сферическую поверхность не нарушает гомоцентричность отражённого светового пучка, абберрации отсутствуют, и положение кардинальных точек оптической системы точно соответствует параксиальному приближению. Смещение пузырей и капель в поперечном направлении относительно оси гауссова пучка приводит к уменьшению амплитуды доплеровского сигнала, поскольку интерферирующие световые пучки полностью не совмещаются. В то же время, такое смещение не приводит к изменению формы отражённого гауссова пучка, поскольку сферическая абберрация отсутствует для всех точек предметной плоскости, а для малых полевых углов влиянием аббераций, зависящих от угла поля зрения можно пренебречь. Отмеченное обстоятельство позволяет проводить измерение радиуса 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 используется автоколлимационный метод, в котором используется автоколлиматор и объектив на выходе автоколлиматора, который создаёт сходящийся световой пучок. Перемещая отражающую сферическую зеркальную поверхность из фокуса объектива в точку, где радиус волнового фронта светового пучка становится равным радиусу поверхности зеркала, определяют величину этого радиуса. Факт совпадения поверхности равной фазы световой волны с поверхностью зеркала определяется по наблюдению изображения маркера в виде креста в поле зрения окуляра автоколлиматора. Для определения 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 определения радиуса движущейся поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе теоретически рассмотрено взаимодействие гауссова пучка со сферическими границами раздела сред. Предложен метод определения размеров капель и пузырьков. Проведены измерения, определена 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. Москва «Наука», 1982, 303 стр.
2. Белоусова О. П., Белоусов П. Я. Измерение радиуса колеса и скорости проскальзывания катящегося колеса лазерным доплеровским анемометром, Автометрия, том 47, № 2, С. 111 – 121, 2011
3. Дубнищев Ю. Н., Белоусов П. Я., Белоусова О. П., Сотников В. В. Метод оптического контроля радиуса колеса при качении его по рельсу, Автометрия, том 48, №1, С. 87 – 94, 2012
4. Белоусов А. П. «Исследование структуры газожидкостных потоков оптическими методами», кандидатская диссертация, 184 стр., 2005.
5. Белоусов А. П., Белоусов П. Я. Оптическая диагностика газочапельных потоков, Автометрия, том 47, № 1, с. 110 – 114, 2011
6. Белоусов А. П. Оптическая диагностика многофазных потоков: учеб. пособие / А. П. Белоусов. – 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, том 48, № 3, С. 75 – 81, 2012
8. Семидетнов Н. В. Граничные эффекты рассеяния в лазерной диагностике двухфазных потоков, Автометрия, том 48, № 3, С. 46 – 53, 2012.
9. Джеррард А., Бёрч Дж. М. Введение в матричную оптику. Изд-во «Мир», Москва, 1978, 341 стр.
10. Белоусов А. П., Белоусов П. Я., Борыняк Л. А. Математическая модель взаимодействия оптического зонда с пузырьками газа. Доклады ТУСУРа, №1 (25), часть 1, июнь 2012, С. 93 – 99.

A.P. Belousov, P. Ya. Belousov

Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Russia, 630090, Novosibirsk, Akademika Lavrent'eva pr., 1, E-mail: abelousov@ngs.ru

OPTICAL METHOD FOR GAS-LIQUID FLOWS DIAGNOSTICS

The theoretical analysis of a probing laser beam interaction with a fluid drop is carried out. It is shown that moving droplet Doppler signal amplitude depends on position in Gaussian beam. Possibility of bubbles/droplets sizing by determination of Doppler signal extremums positions is shown. The glass balls radiuses (1.75 mm and 5 mm) are measured. The radiuses sizing relative errors are equal 1.1% and 8% accordingly. The radiuses of the bubbles floating in viscous fluid are measured. Thus, it is shown that the offered sizing method is perspective in two-phase experimental fluid mechanics.

GAS-LIQUID FLOWS, DOPPLER DIAGNOSTICS, DISPERSED PHASE SIZING