

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*

ДОПЛЕРОВСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДИНАМИКИ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА В ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ПОТОКАХ

АННОТАЦИЯ

Проведено моделирование взаимодействия волоконного оптического доплеровского анемометра с газовыми пузырьками. Обосновано формирование доплеровского сигнала с несколькими спектральными компонентами, отмеченное в работе [1]. Показано, что появление дополнительных спектральных компонент в сигнале обусловлено разной скоростью движения передней и задней границ пузырька. Измерена деформация воздушного пузыря, всплывающего в вязкой жидкости, при его взаимодействии с плоской поверхностью.

**ГАЗОЖИДКОСТНЫЕ ПОТОКИ, ДОПЛЕРОВСКАЯ ДИАГНОСТИКА,
ОПТОВОЛОКОННЫЕ СИСТЕМЫ, ДИНАМИКА ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ**

ВВЕДЕНИЕ

Доплеровская лазерная диагностика – интенсивно используемый метод гидродинамических исследований. Анализ применимости известных схем лазерных доплеровских анемометров для измерений в двухфазном потоке проведен в работе [1]. Изучено влияние оптических компонент на качество сигнала, приведены характеристики оптимизированной оптической схемы. Разработан алгоритм обработки сигнала на основе прямого преобразования сигнала в цифровой вид и дальнейшей численной обработки. Проведено измерение скорости пузырей и сделана попытка определения диаметра на основе анализа сигналов, хотя ошибка в измерении диаметра была велика. В [2, 3] лазерный доплеровский измеритель скорости использовался для одновременного измерения скорости жидкой и газовой фазы. В сигнале фотоприемника выделялся доплеровский сигнал непрерывной фазы, доплеровский сигнал, связанный с движением пузырей и шум, обусловленный освещением частиц, движущихся вблизи измерительного объема, при отклонении луча входящими в объем пузырями. Сделан вывод, что при одновременном измерении скоростей жидкости и пузырей появляются шумы, существенно влияющие на измерения (интенсивность турбулентных пульсаций повышается в 3-4 раза). Для устранения этих шумов авторы использовали ячейку Брэгга. В результате удалось получить совпадение результатов измерений интенсивности пульсаций лазерным доплеровским анемометром и термоанемометром в пределах 10%. Для этого потребовалось применить методику разделения сигналов, соответствующих жидкой и газовой фазам, на основе анализа гистограмм сигналов, как это было сделано в [4]. В [5] проводилась оценка пределов применимости лазерных доплеровских методов в газожидкостном потоке при повышении локального газосодержания. Показано, что в каналах малых размеров измерения возможны

вплоть до 30% концентрации. При более высоких значениях газосодержания прерывание пучков приводит к значительному увеличению времени измерения.

Для исключения трудностей, связанных с регистрацией доплеровских сигналов жидкой и газовой фазы одним фотоприемником в [6] использовалась оптическая схема, в которой для измерения скорости пузырей применялся второй фотоприемник, расположенный под прямым углом относительно основного направления лучей. В данной схеме регистрировались только те пузыри, которые вызывали одновременное прерывание сигнала жидкой фазы и доплеровского сигнала жидкой фазы, т.е. пузыри, проходящие по центру измерительного объема. Из-за прерывания пучков количество пузырей, дающих сигнал совпадения, уменьшалось по мере удаления от стенки. Различные разновидности оптических схем описаны в работах [7-9] и др. В последней работе скорость жидкости определялась с помощью следящей системы при прямом рассеянии пучков, а скорость пузырей на обратном рассеянии. Для определения размера пузырей, проходящих через измерительный объем, использовались оптические ключи. В [10] применялась оптическая схема с двухцветным лазером. С помощью оптической системы формировались два измерительных объема на синей и зеленой длинах волн, вложенные один в другой. Для измерения скорости анализировался сигнал частицы или пузыря, рассеянный во внешнем (зеленом) измерительном объеме. Однако результат учитывался только в том случае, если эта частица одновременно давала сигнал во внутреннем (синем) измерительном объеме. В этом случае частица гарантировано проходила по центру внешнего измерительного объема, что позволяло получать одновременно скорость и размер частицы. Скорость частицы определялась из доплеровского сдвига частоты, размер – по интенсивности рассеянного света.

Использование лазерных доплеровских методов для измерений в двухфазных потоках ограничено степенью прозрачности смеси, определяемой числом пузырей, содержащихся в единице объема. При изучении потоков с малыми пузырями диапазон локального газосодержания, в котором возможны измерения, не превышает единиц процентов [11]. В связи с этим предпринимались попытки применения для изучения непрозрачных газожидкостных потоков лазерного доплеровского анемометра со световодом [12-15]. В простейшей схеме лазерный пучок вводится в одномодовое или многомодовое волокно. Противоположный торец волокна помещается в исследуемый поток. Выходящий из волокна когерентный световой пучок рассеивается стенками пузырей либо капель. Рассеянный свет, попадая в волокно, смешивается со светом, отраженным от торцов волокна и отводится на фотоприемник. Фототок на выходе фотоприемника содержит переменный сигнал, частота которого линейно связана со скоростью движения рассеивающих объектов.

Вышеперечисленные методы применимы в том случае, если пузыри и капли не меняют форму и размер во время пересечения пробного объема, образованного зондирующими лазерными пучками. Доплеровский сигнал в этом случае узкополосный и имеет одну спектральную компоненту. В реальном двухфазном потоке пузыри и капли совершают радиальные и сфероидальные колебания. Кроме этого пузыри изменяют радиус из-за изменения давления, а в ряде случаев происходит изменение их формы. При взаимодействии со стенками, например, пузыри и капли могут сплющиваться. Всё это может происходить достаточно быстро и процесс нельзя считать узкополосным. Спектр доплеровского сигнала перестаёт быть однокомпонентным. Он становится многокомпонентным. Следящие электронные системы не могут работать с многокомпонентными сигналами. В этом случае необходим тщательный анализ работы оптической схемы зонда при взаимодействии с границами раздела в многофазном потоке.

Цель данной работы теоретическое и экспериментальное обоснование расширения функциональных возможностей лазерных доплеровских измерителей скорости, в том числе волоконных, для измерения динамики двухфазных потоков в реальных условиях, когда передняя и задняя границы пузырей, капель и включений другой формы имеют разную скорость.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Рассмотрим подробно процесс взаимодействия световой волны с границами раздела сред в двухфазном потоке (рис. 1). Используются следующие обозначения: E_0 – амплитуда световой волны, выходящей из плоской границы раздела двух сред либо волокна в поток. E_S – амплитуда световой волны, рассеянной границами раздела сред в двухфазном потоке. Π_1 и Π_2 – плоскости раздела сред (границы раздела сред для простоты выбраны плоскими), x_1 и x_2 – расстояния между выбранными плоскостями, n_1 и n_2 – показатели преломления сред, V_1 и V_2 – скорости движения границ раздела вдоль светового луча. Изменение E вдоль границ раздела здесь не учитывается.

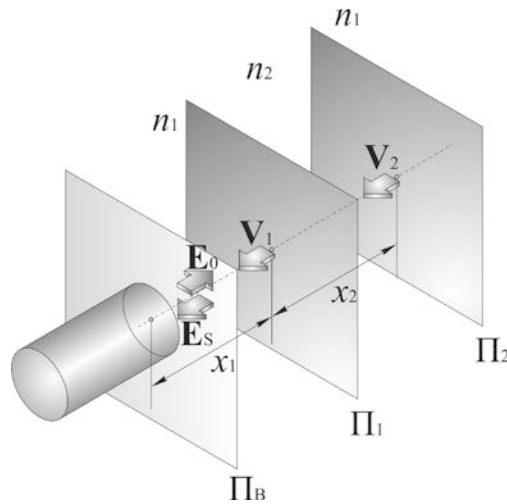


Рис. 1. Взаимодействие зондирующего излучения с межфазными границами.

Амплитуда световой волны, рассеянной границами раздела Π_1 и Π_2 , содержит две составляющие E_{S1} и E_{S2} :

$$E_S = E_{S1} + E_{S2},$$

где E_{S1} – амплитуда световой волны, рассеянной первой поверхностью раздела, а E_{S2} – амплитуда световой волны, рассеянной второй поверхностью раздела. Амплитуда E_{S1} может быть выражена в виде:

$$E_{S1} = E_0 \chi \exp\left[j(\omega_0 t - 2k_1 x_1 + \varphi_1)\right],$$

где χ – амплитудный коэффициент отражения световой волны от первой границы раздела, ω_0 – круговая частота зондирующей световой волны; t – время, k_1 – волновой вектор световой волны в первой среде ($|\mathbf{k}_1| = 2\pi n_1 / \lambda_0$), λ_0 – длина зондирующей световой волны в вакууме, φ_1 – начальная фаза. Величина x_1 может быть представлена в виде:

$$x_1 = x_{01} - V_1 t,$$

где x_{01} – расстояние между Π_B и Π_1 при $t = 0$. С учетом этого E_{S1} может быть выражена в виде

$$E_{S1} = E_0 \chi \exp\left[j(\omega_0 t - 2k_1 (x_{01} - V_1 t) + \varphi_1)\right] = E_0 \chi \exp\left[j((\omega_0 + 2k_1 V_1)t - 2k_1 x_{01} + \varphi_1)\right].$$

Полученное выражение показывает, что частота волны, отраженной от первой границы раздела, сдвинута относительно частоты зондирующей световой волны $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ на величину

$$f_1 = \frac{k_1 V_1}{\pi}. \quad (1)$$

Амплитуда E_{S2} определяется выражением

$$E_{S2} = E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp \left[j(\omega_0 t - 2k_1 x_1 - 2k_2 x_2 + \phi_1) \right].$$

Здесь учтено, что коэффициенты отражения от первой и второй поверхности одинаковы и коэффициент отражения $\chi \ll 1$. Величина x_2 определяется выражением

$$x_2 = x_{02} - (V_2 - V_1)t,$$

где x_{02} – расстояние между границами раздела при $t = 0$. Тогда E_{S2} выразится в виде

$$\begin{aligned} E_{S2} &= E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp \left[j(\omega_0 t - 2k_1 (x_{01} - V_1 t) - 2k_2 (x_{02} - V_2 t + V_1 t) + \phi_2) \right] = \\ &= E_0 \chi (1 - 2\chi) \exp \left[j((\omega_0 + 2k_1 V_1 + 2k_2 V_2 - 2k_2 V_1)t - 2k_1 x_{01} - 2k_2 x_{02} + \phi_2) \right]. \end{aligned}$$

Из полученного выражения видно, что частота волны, отраженной от второй границы раздела смещена относительно f_0 на величину

$$f_2 = \frac{k_1 V_1 + k_2 (V_2 - V_1)}{\pi} = 2 \frac{n_1 V_1 + n_2 (V_2 - V_1)}{\lambda_0}. \quad (2)$$

Отсюда

$$V_2 = \frac{\lambda_0 f_2}{2n_2} - \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) V_1. \quad (2a)$$

Если примесная фракция при движении не меняет своей формы и размера, то $V_1 = V_2$ и

$$f_2 = \frac{k_1 V_1}{\pi} = \frac{2n_1 V_1}{\lambda_0}.$$

Таким образом, смещение частоты рассеянной волны одинаково для передней и задней границ раздела.

Рассмотрим случай $V_2 = 0$, т.е. задняя граница раздела неподвижна. Тогда

$$f_2 = \frac{V_1 (k_1 - k_2)}{\pi} = \frac{2V_1 (n_1 - n_2)}{\lambda_0}.$$

Этот вывод необходимо иметь в виду при измерении скорости задней границы раздела. И, наконец, рассмотрим случай, когда $V_1 = 0$. Это имеет место при наткании газового пузыря

либо капли жидкости на датчик с последующим накалыванием на торец либо отражением от торца световолоконного датчика. Тогда, согласно (2)

$$f_2 = \frac{k_2 V_2}{\pi} = \frac{2n_2 V_2}{\lambda_0}.$$

Видно, что в этом случае частота f_2 связана со скоростью задней границы раздела сред привычной формулой. Отраженные от границ раздела световые волны E_{S1} и E_{S2} , попадая в световод, оптически смешиваются с отраженной от торца световода волной E_{S0} . Амплитуда ее на торце световода может быть записана в виде

$$E_{S0} = \chi_0 (1 + \chi_0) E_0 \exp[j(\omega_0 t + \varphi_0)].$$

Тогда на фотоприемнике, согласно схеме изображенной на рис. 1 будет регистрироваться результат интерференции трех световых волн с интенсивностью

$$I_m = |(E'_{S0} + E'_{S1} + E'_{S2})|^2, \quad (3)$$

где E'_i связаны с E соотношением $E'_i \approx \gamma_i \exp(j\varphi_i) E_i$. Здесь γ_i – коэффициент ослабления световых пучков при вводе в волокно, прохождении по волокну и отражении от полупрозрачного зеркала φ_i – фазовый сдвиг волн при прохождении по всему оптическому тракту от выходного торца световода до фотоприемного устройства. Подставляя значения E'_i в (3) для интенсивности результирующей световой волны получим

$$\begin{aligned} I_R = & \sum |E'_i|^2 + 2E_0^2 [\gamma_0 \gamma_1 \chi_0 \chi_1 (1 + \chi_0) \cos(2k_1 V_1 t + \varphi_1) + \\ & + \gamma_0 \gamma_2 \chi_0 \chi_2 (1 - 2\chi_1) (1 + \chi_0) \cos\{2[k_1 V_1 + k_2 (V_2 - V_1)]t + \varphi_2\} + \\ & \gamma_1 \gamma_2 \chi_1 \chi_2 (1 - 2\chi_1) \cos[2k_2 (V_2 - V_1)t + \varphi_3]]. \end{aligned}$$

Из полученного выражения видно, что сигнал на выходе фотоприемника состоит из низкочастотного «пьедестала» $\sum |E'_i|^2$ и трех компонент, ответственных за динамику движения передней и задней границ раздела мелкодисперсной фазы двухфазного потока. Соответственно спектр сигнала содержит низкочастотную составляющую и три спектральных компоненты, частоты которых определяются выражениями (1, 2). Следует отметить, что полученный результат объясняет формирование трехкомпонентного сигнала, представленного [1]. В рассматриваемом приближении эти компоненты могут быть идентифицированы по амплитудному признаку, так как коэффициенты перед косинусными членами различны. Для более уверенной идентификации спектральных компонент должен быть выполнен более тщательный анализ структуры оптического сигнала с учетом конкретной формы примесной фракции (газовой либо жидкой). Анализ может касаться расчета сигнала от сфер разного диаметра.

Частоты спектральных компонент связаны известными зависимостями с V_1 и V_2 . Отметим здесь, что различие V_1 и V_2 (условие $V_1 \neq V_2$) может реализоваться на практике довольно часто. Это может быть, например, при колебаниях и изменениях формы капель при движении в газовом потоке. Течение газожидкостных потоков в трубах может приобретать «снарядный» режим. Тогда $V_1 \neq V_2$ реализуется при изменении формы снарядов. Кроме того, неравенство скоростей передней и задней границ будет иметь место при изменении объема

газовых пузырей, связанных с изменением давления в двухфазном потоке, а также при изменении формы газовых пузырей в процессе накалывания на торец световолоконного датчика и т.д. Средняя скорость центра масс примесной фракции для случая плоских «снарядов» и симметричных колебаний капель и шаров определяется полусуммой передней и задней скоростей границы раздела сред

$$V_{ц.м.} = \frac{V_1 + V_2}{2}.$$

Введем обозначение сдвига частоты $f_3 = k_2(V_2 - V_1) / \pi$. Тогда, поскольку $f_3 = f_2 - f_1$, скорость центра масс примесной фракции представляется различными комбинациями спектральных компонент:

$$\begin{aligned} V_{ц.м.} &= \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_1}{n_1} + \frac{f_3}{2n_2} \right); \\ V_{ц.м.} &= \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_1}{n_1} + \frac{f_2 - f_1}{2n_2} \right); \\ V_{ц.м.} &= \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{f_2 - f_3}{n_1} + \frac{f_2}{2n_2} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Правильность идентификации f_1 , f_2 , f_3 может быть проверена идентичностью результатов $V_{ц.м.}$ полученных по любой из формул (4). При неправильной идентификации f_1 , f_2 , f_3 результаты определения $V_{ц.м.}$, очевидно, будут различны. Кроме того, можно пользоваться соотношением $f_3 = f_2 - f_1$. Если f_1 , f_2 и f_3 правильно найдены, то динамика изменения размера либо формы примесной фракции определяется значением f_3 . Изменение размера Δx_2 равно

$$\Delta x_2 = (V_1 - V_2) \Delta t = \frac{\lambda_0 f_3}{2n_2} \Delta t.$$

Это позволяет диагностировать динамику изменения давления в жидкостных потоках с газовыми пузырями. Пульсационные характеристики связаны с изменением формы примесной фракции [16].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В эксперименте по измерению скоростей передней и задней границ раздела всплывающего пузыря в вязкой жидкости использовался ЛДА с опорным пучком [17, 18]. Зондирующий лазерный пучок фокусировался в зону всплытия пузыря сквозь толстое плоскопараллельное стеклянное окно, наполовину затопленное в жидкость. Таким образом, всплывающий пузырь взаимодействовал с нижней поверхностью окна, изменяя свою форму. После остановки сплюснутый пузырь сползал на край пластины, и воздух выходил на свободную поверхность жидкости, а поверхность окна вновь смачивалась жидкостью. Диаметр воздушных пузырей варьировался от 2 мм до 4 мм.

На рисунках 2 (а) и 2 (б) представлен доплеровский сигнал $f(t)$ и зависимость скорости от времени $V(t)$, соответственно, для случая пузырька газа, всплывающего в вязкой жидкости, и взаимодействующего с горизонтальной стенкой. Из рис.2 (а) видно, что после некоторого момента времени существует две доплеровские частоты. Одна частота пропорциональна скорости передней границы пузыря, а вторая зависит от скоростей

передней и задней границ (V_1 и V_2). Разумно предположить, что скорость передней границы пузыря, обращённой к плоской стенке, будет меньше и уменьшится до нуля раньше, чем скорость задней границы раздела. Тогда более быстро спадающую ветвь на графике доплеровской частоты из рис.2 (а) можно связать с f_1 , а вторую, позже спадающую, ветвь с f_2 . Третьей доплеровской частоты f_3 на графике не видно, поскольку амплитуда опорной волны много больше амплитуд световых волн, отражённых от границ пузыря. Знание значений f_1 и f_2 вполне достаточно для расчёта скоростей передней и задней границы пузыря (V_1 и V_2).

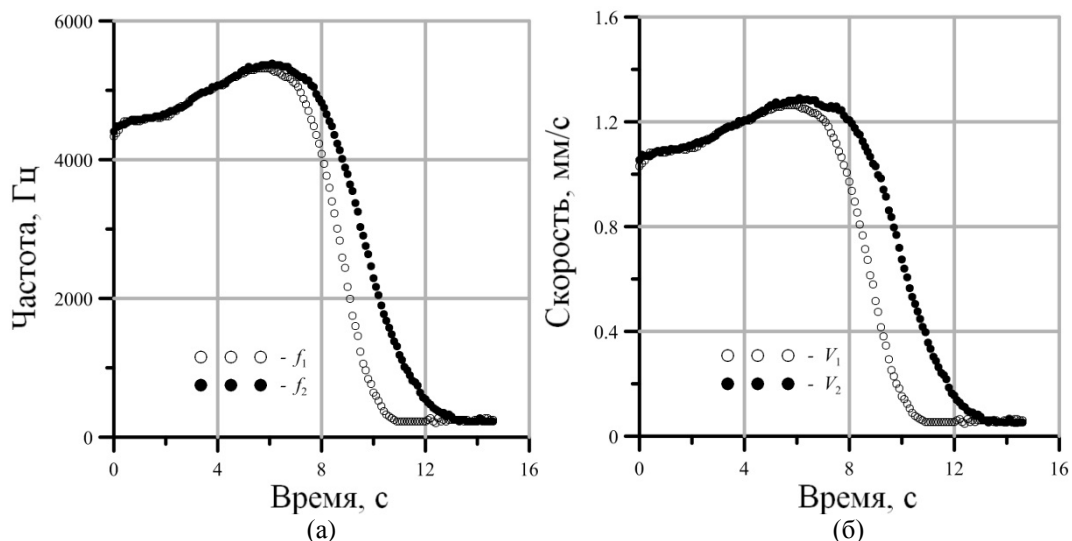


Рис. 2. Зависимость от времени доплеровского сигнала (а) и скоростей передней и задней границ раздела (б).

Рассчитанная по приведенным выше формулам зависимость скоростей передней и задней границ пузыря (V_1 и V_2) приведена на рис. 2 (б). Видно, что до момента времени ≈ 6 с скорости передней и задней границы раздела постоянны. Далее начинается процесс торможения и деформации перед стенкой, продолжающийся до момента времени ≈ 13 с. Смещение границ раздела во времени x_1 и x_2 , а также величина деформации $\Delta x = x_1 - x_2$ изображены на рисунке 3. Видно, что деформация в данном эксперименте достигает 2 мм, что сравнимо с диаметром пузыря.

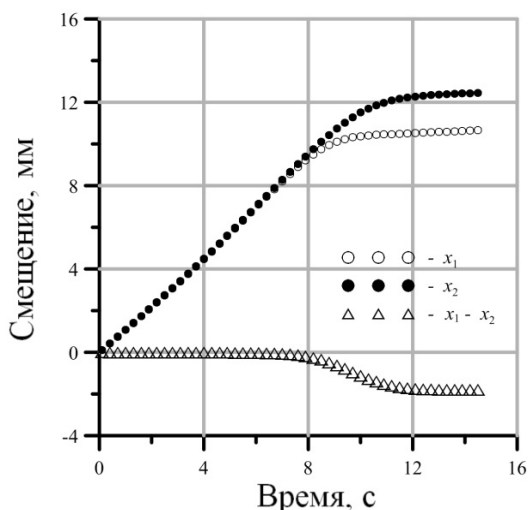


Рис. 3. Смещение границ раздела пузырька.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ взаимодействия пузырька газа в жидкости (капли жидкости в газе) с оптическим волоконным зондом. Обосновано формирование сигнала с несколькими максимумами, определяемыми динамикой дисперсной фазы. Физически смоделирован процесс взаимодействия пузырька с горизонтальной стенкой. Зафиксирована разница скоростей передней и задней стенки пузырька. Рассчитана деформация. Полученные результаты имеют большое значение при создании алгоритмов обработки доплеровских сигналов многофазных потоков. Предложенная методика может быть полезна при изучении импульсных двухфазных струйных потоков, процессов кавитации в природе и, таким образом, имеет важное научно-прикладное значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Martin W. W., Abdelmessih A. H., Liska J.J., Durst F.** Characteristic of laser-Doppler signals from bubbles. *Int. J. Multiphase Flow*, 1981, v.7, No 4, p. 439-460.
2. **Marie J. L.** Investigation of two-phase bubbly flows using laser-Doppler anemometry. *Phys. Chem. Hydrodyn.*, 1983, v. 4, No 2, p 103-118.
3. **Marie J. L., Lance M.** Turbulent measurements in two-phase bubbly flows using laser-doppler anemometry. *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, ed. Delhaye J. M. and Cagnet G., Springer-Verlag, 1983, p. 141-148.
4. **Delhaye J. M.** Hot-film anemometry in two-phase flow. *Two-phase flow instrumentation*, ASME, 1969, No 3-6, p. 58-69.
5. **Богдевич В. Г., Малюга А. Г.** Распределение поверхностного трения в турбулентном пограничном слое в воде за местом вдува газа. *Исследования по управлению пограничным слоем*, Новосибирск, Институт теплофизики, 1976, с. 62-70.
6. **Ohba K., Yuhana T., Matsuyama M.** Simultaneous measurement of bubble and liquid velocities in two-phase bubble flow using laser Doppler velocimeter. *Bull. JSME*, 1986, v. 29, No 254, p. 2487-2493.
7. **Lee S. L., Srinivansan J.** Measurements of local size and velocity probability density distributions in two-phase suspension flow by laser-Doppler technique. *Int. J. Multiphase Flow*, 1978, v. 4, No 1, p. 141-155.
8. **Lee S. L., Srinivansan J.** An LDA technique for in-situ simultaneous velocity and size measurement of large spherical particles in two-phase suspension flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 1982, v. 8, No 1, p. 47-57.
9. **Durst F., Schonung B., Selanger K., Winter M.** Bubble-driven liquid flows. *J. Fluid Mech.*, 1986, v. 170, p. 53-82.
10. **Bates C. J., Yeoman M. L., Drain L. E.** Development and application of two-colour particle sizing instrument. *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, ed. Delhaye J. M., Cagnet G., Springer, 1983, p. 113-139.
11. **Дубнищев Ю. Н., Евсеев А. Р., Соболев В. С., Уткин Е. Н.** Исследование газонасыщенных турбулентных потоков с применением лазерного доплеровского измерителя скорости. *ЖПМТФ*, 1975, № 1, с. 147-153.
12. **Евсеев А. Р., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Тачков С. А., Тимкин Л. С.** Измерение структурных характеристик газожидкостного потока лазерным анемометром с волоконным световодом. *Процессы переноса в одно- и двухфазных средах*. Новосибирск, 1986, с. 81-87.
13. **Лисицын В. Н., Орлов В. А., Фомин Ю. Н., Чеботаев В. П.** Лазерный доплеровский измеритель скорости непрозрачных потоков жидкости и газа. *Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности, материалы III Всесоюзн. совещ.*, Новосибирск, 1980.

14. Nishihara H., Koyama J., Hoki N., Kajiya F., Hirinaga M., Kano M. Optical-fiber laser-Doppler velocimeter for a high-resolution measurement of pulsatile blood flow. *Appl. Opt.*, 1982, v. 21, No 10, p. 1785-1790.
15. Tanaka T., Benedek G. B. Measurement of blood flow using fiber optic catheter and optical mixing spectroscopy. *Appl. Opt.*, 1975, v. 14, No 1, p. 189.
16. Белоусов А. П. «Исследование структуры газожидкостных потоков оптическими методами», кандидатская диссертация, 2005, 184 стр.
17. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. Москва. «Наука».1982г. С. 66-68.
18. Белоусова О.П., Белоусов П.Я. Измерение радиуса и скорости проскальзывания катящегося колеса лазерным доплеровским анемометром. *Автометрия*. 2011. Т.47, № 2, С.111 – 121.

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*

THE DOPPLER DIAGNOSTICS OF INTERFACE DYNAMICS IN GAS-LIQUID FLOWS

The interaction of fiber-optic Doppler anemometer with gas bubbles is modeled. The forming of a multispectral Doppler signal noted in [1] is detected. Difference between motion velocities of front and back interfaces causes additional spectral components appearance. Deformation of floating in viscous fluid air bubble interacting with flat surface is measured.

GAS-LIQUID FLOWS, DOPPLER DIAGNOSTICS, FIBER-OPTICS, DISPERSED PHASE DYNAMICS