

А. И. Максачук\*, Г. В. Леонов

*Бийский технологический институт (филиал) государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Алтайский государственный технический университет им. И. И. Ползунова», г. Бийск*

## Оптико-акустический метод дистанционного контроля размеров дисперсных частиц

*Получена 27.03.2009, опубликована 12.04.2009*

Предлагается новый метод измерения размера и числа частиц в проточных средах, в объемах технологических аппаратов, для оценки качества и эффективности технологических процессов. Объем с дисперсными частицами зондируют пучком маломощного лазерного излучения. Одновременно с зондирующим лазерным излучением исследуемый объем подвергают воздействию ультразвуковых колебаний. Колеблющиеся дисперсные частицы можно считать рассеивателями с динамически изменяющейся формой поверхности. Интенсивность света, рассеянного на таких частицах, также испытывает временные колебания. По динамической составляющей рассеянного и отраженного от дисперсных частиц излучения определяют их собственные частоты механических колебаний, из которых находят размер частиц.

Ключевые слова: оптико-акустический метод, зондирующее излучение, дисперсная частица, ультразвуковые колебания, собственная частота гидродинамических колебаний.

### ВВЕДЕНИЕ

Реализация эффективного управления качеством на стадии его формирования в технологическом тепло-массообменном аппарате возможна только при получении измерительной информации о поверхности контакта фаз в требуемом объеме [1]. Однако зачастую отсутствие средств оперативного контроля, невозможность работы существующих приборов и систем дисперсионного анализа многофазных полидисперсных систем в потоке среды или непосредственно в объемах аппаратов не позволяет осуществлять эффективное управление технологическим процессом. Особенно остро проблема ощущается при определении поверхности контакта фаз агрессивных сред и в области потенциально опасных технологий. В данном случае разработка методов и средств автоматизированного дистанционного контроля и диагностики дисперсных сред, особенно актуальна.

Удельная поверхность частиц дисперсных систем определяет интенсивность физико-химических процессов на границе раздела фаз, т.е. свойства системы являются функциями размеров частиц. Таким образом, размер частиц (или дисперсность)

\* e-mail: [aim0@mail.ru](mailto:aim0@mail.ru) – Александр Иванович Максачук

является важнейшим количественным показателем дисперсных систем, определяющих их качественные особенности [2]. Знание поверхности контакта фаз необходимо для более глубокого понимания процессов тепло-массообмена и более обоснованных методов расчета, а также при моделировании технологических тепло-массообменных аппаратов и осуществлении их прямого цифрового управления.

Зачастую известные системы дисперсионного анализа невозможно использовать в автоматизированных системах управления.

Наиболее перспективными системами дисперсного анализа, позволяющими определять как дифференциальные, так и интегральные характеристики распределения частиц по размерам, являются оптические системы. Поэтому целью исследования была разработка нового оптического метода дистанционного контроля размеров дисперсных частиц, как в лабораторных условиях, так и непосредственно в ходе технологического процесса, основанного на определении собственных частот механических колебаний поверхности частиц. В связи, с чем важным моментом являлась задача взаимодействия зондирующего излучения с колеблющимися дисперсными частицами.

## 1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДИСПЕРСНОЙ ЧАСТИЦЕЙ. РАССЕЯНИЕ СВЕТА КОЛЕБЛЮЩИМИСЯ ЧАСТИЦАМИ

При взаимодействии излучения с веществом прозрачной частицы во всем ее объеме возникает спонтанное неупругое рассеяние, причем в областях фокусировки внутреннего оптического поля оно наиболее интенсивно [3]. Причиной появления комбинационных частот в сигнале рассеяния могут явиться процессы взаимодействия основной волны с молекулярными колебаниями среды. Часть волн из спектра спонтанного комбинационного излучения покидает каплю, а часть за счет полного внутреннего отражения (точнее, близкого к полному внутреннему отражению) распространяется вдоль ее поверхности. На своем пути эти волны ослабевают за счет поглощения и выхода излучения через поверхность частицы, а также могут усиливаться за счет нелинейности среды. Электрическое поле в частице  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  является суммой полей на основной частоте  $\omega_L$  (частоте накачки) и на частотах комбинационного рассеяния. При этом возникает бесконечное множество рассеянных волн с частотами  $\omega = \omega_L \pm n\omega_{vib}$ ,  $n = 1 \dots \infty$ , где  $\omega_{vib}$  — частота дипольного перехода молекул вещества. Однако первая стоксовая волна с частотой  $\omega_S = \omega_L - \omega_{vib}$  наиболее интенсивная.

Пусть на колеблющуюся частицу с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_a$  в положительном направлении оси  $z$  падает плоская линейно поляризованная электромагнитная волна:  $\mathbf{E}_0(x, y, z; t) = \tilde{\mathbf{E}}_0(x, y) \exp(i\omega t - ik_0 z)$ . Необходимо найти величину поля в точке  $M$  вне частицы с радиус-вектором  $\mathbf{r}$ , определить насколько велика будет амплитуда пульсаций интенсивности этого поля. Форма частицы слегка отлична от сферы, изменяется во времени и рассеяние происходит на основной частоте.

Данная задача может быть сформулирована как задача об излучении объема колеблющейся частицы с заданным в нем распределением электромагнитного поля в окружающее пространство. Схема, иллюстрирующая геометрию задачи, приведена на рисунке 1.

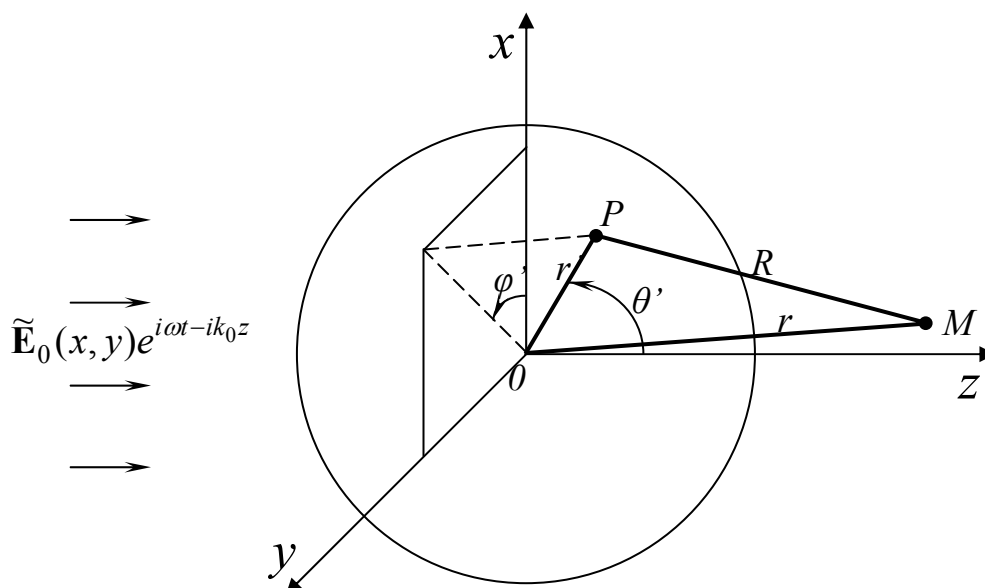


Рис. 1. Геометрическая схема, иллюстрирующая задачу об излучении световой волны частицей. Частица находится в начале декартовой системы координат  $(x, y, z)$ , показаны также сферические координаты точки  $P$  внутри частицы  $(r', \Theta', \varphi')$ ;  $M$  — точка наблюдения с координатами  $(r, \Theta, \varphi)$

Рассеянное электрическое поле в произвольной точке  $M$  представлено следующим известным выражением:

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) \approx \frac{k_0^2(\varepsilon_a - 1)}{4\pi r} \exp(i\omega t - ik_0 r) \left\{ \int_{V_{a0}} \mathbf{E}_a(\mathbf{r}', t) e^{ik_a r' \cos \gamma_1} d\mathbf{r}' + \right. \quad (1)$$

$$\left. + a_0^2 \int \mathbf{E}_a(a_0, \Theta', \varphi', t) e^{ik_a r' \cos \gamma_1} \operatorname{Re} \left[ \sum_{n;l} \xi_{nl}(t) Y_{nl}(\Theta', \varphi') e^{i\Omega_n t} d\Omega' \right] \right\},$$

где  $c$  — скорость света в вакууме,  $\varepsilon_a$  — диэлектрическая проницаемость вещества частицы,  $\mathbf{E}_a$  — электромагнитное поле в частице при отсутствии возмущений сферической поверхности,  $a_0$  — радиус невозмущенной капли,  $k_a = m_a k_0$  — волновое число внутри частицы ( $m_a$  — показатель преломления дисперсных частиц),  $\xi(t, \Theta, \varphi) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n;l} \xi_{nl}(t) Y_{nl}(\Theta, \varphi) \right\}$ ,  $n = 2, 3, \dots$ ,  $l = -n, \dots, n$  — вектор смещения поверхности частицы ( $|\xi(\Theta, \varphi)| = a(\Theta, \varphi) - a_0$ ),  $\xi_{nl}$  — сферические функции Риккати-Бесселя,  $Y_{nl}(\Theta', \varphi')$  — сферические функции,  $V_{a0}$  — объем невозмущенной сферы,  $d\Omega' = \sin \Theta' d\Theta' d\varphi'$ .

Первое слагаемое в правой части выражения (1) описывает обычное упругое рассеяние на частоте волны падающего излучения  $\omega_L$ . Второе слагаемое представляет собой комбинационное рассеяние с частотами  $\omega_L \pm \Omega_n$  на поверхностных волнах частицы.

Выражение для интенсивности рассеянной волны, записанное с точностью до квадратичных членов:

$$I_S(\mathbf{r}, t) = \frac{c\sqrt{\varepsilon_a}}{8\pi} \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_S^*(\mathbf{r}, t) \approx \left[ \frac{k_0^2(\varepsilon_a - 1)}{4\pi r} \right]^2 \cdot \{T(\mathbf{r}, t) T^*(\mathbf{r}, t) + 2T(\mathbf{r}, t) a_0^2 \int \mathbf{E}_a(a_0, \Theta', \varphi', t) e^{ik_a r' \cos \gamma_1} \operatorname{Re} [\sum_{n;l} \xi_{nl}(t) Y_{nl}(\Theta', \varphi') e^{i\Omega_n t} d\varphi']\}, \quad (2)$$

$$\text{где } T(\mathbf{r}, t) = \frac{c\sqrt{\varepsilon_a}}{8\pi} \int_{V_{a_0}} \mathbf{E}_a(\mathbf{r}', t) e^{ik_a r' \cos \gamma_1} d\mathbf{r}'.$$

Выражение (2) показывает, что интенсивность рассеянного электромагнитного поля на комбинационных частотах зависит от квадрата радиуса частицы и амплитуды деформаций ее поверхности. Временная зависимость  $I_S(t)$  определяется суперпозицией колебаний на собственных частотах частицы. Квадратичная зависимость  $I_S(t)$  от  $a_0$  показывает, что с увеличением размера частицы увеличивается и ее относительный вклад в интенсивность рассеянного излучения.

Собственные частоты механических колебаний поверхности жидкой сферической частицы однозначно связаны с ее размером и физическими свойствами жидкости. Отсюда следует что, при измерении частоты собственных колебаний жидких частиц, по колебаниям уровня рассеянного ими излучения зондирующего пучка, становится возможным найти распределение частиц по размерам в исследуемой дисперсной системе.

## 2. ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Рассмотрим основные моменты теоретического описания деформаций жидких дисперсных частиц под действием внешних сил. Основным интерес при этом представляет анализ зависимости амплитуды гидродинамических колебаний жидких частиц произвольных размеров от мощностных и временных параметров внешнего воздействия.

При внешнем воздействии на жидкую дисперсную частицу в ее объеме возникают массовые силы, которые приводят к появлению объемного градиента плотности жидкости, движению капли как целого, а также вызывают ее деформации за счет действия поверхностных сил.

Ниже приведена система уравнений, определяющая смещение поверхности дисперсной частицы радиуса  $a_0$ , для вынужденных колебаний [3]:

$$\frac{\partial^2 \xi_{nl}}{\partial t^2} + \frac{2}{t_n^2} \frac{\partial \xi_{nl}}{\partial t} + \Omega_n^2 \xi_{nl} = \frac{nf_{nl}}{\rho_a a_0},$$

где  $f_{nl} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi f(t, \mathbf{r}_0) Y_{nl}^*(\Theta, \varphi) \sin \Theta d\Theta$ ,  $f(t, \mathbf{r}_0)$  — нормальная компонента внешних сил на поверхности частицы,  $t_n$  — характерное время затухания колебаний за счет вязких сил,  $\Omega_n$  — собственная (рэлеевская) частота гидродинамических колебаний капли,  $\rho_a$  — плотность жидкости,  $\xi_{nl}(t=0) = \frac{d\xi_{nl}(t=0)}{dt} = 0$  — начальные условия.

Собственная частота гидродинамических колебаний жидкой частицы определяется из соотношения [4]:

$$\Omega_n = \sqrt{n(n-1)(n+2)\beta/(\rho_a a_0^3)},$$

где  $n = 2, 3, \dots$  — номер колебательной моды,  $\beta$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Для качественного изучения зависимости амплитуды колебаний поверхности частицы от энергетических и временных параметров воздействия ультразвуковых колебаний решение проводилось для импульса (рисунок 2), временной профиль которого задавался как [5]:

$$f_1(t) = f_n^0(a_0) \left[ I_p \frac{t}{t_p} \exp\left\{-\frac{t}{t_p}\right\} \cdot \cos(\gamma t) \right]. \quad (3)$$

Здесь  $I_p$  — пиковая интенсивность,  $t_p$  — характерная длительность импульса,  $f_n^0(a_0)$  — не зависящий от времени коэффициент, определяемый параметрами воздействующих ультразвуковых колебаний на поверхность частицы,  $\gamma$  — частота ультразвуковых колебаний.

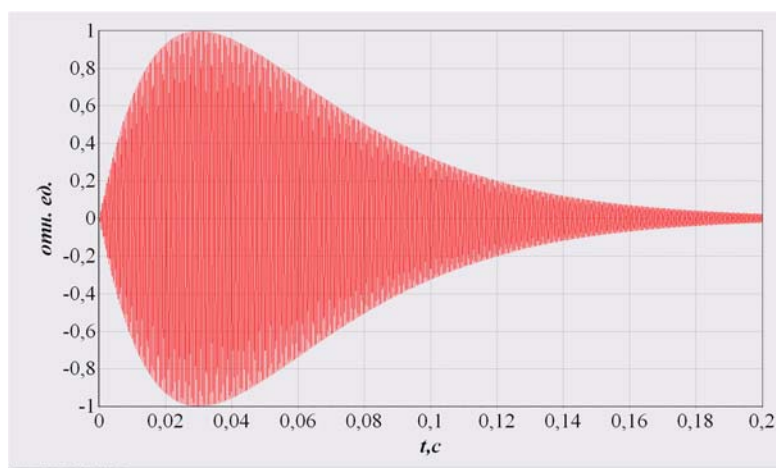


Рис. 2. Временной профиль воздействия ультразвуковых колебаний (пиковая интенсивность  $I_p=1$ ; характерная длительность импульса  $t_p=0,03$  с)

Формула (3) принята авторами как один из вариантов возможного воздействия ультразвуковых волн на дисперсную частицу, т.к. форма и размеры ультразвуковых излучателей, а также режимы работы ультразвуковых генераторов могут быть различными. Для того чтобы сделать математическую модель более универсальной, в формулу (3) добавлен не зависящий от времени коэффициент  $f_n^0(a_0)$ , определяемый параметрами воздействующих ультразвуковых колебаний на поверхность частицы.

Из теории колебаний известно уравнение для затухающих колебаний:

$$x'' + 2\lambda x' + \omega_0^2 x = 0, \quad (4)$$

где  $\lambda$  — коэффициент затухания,  $\omega_0$  — частота свободных колебаний системы в отсутствии трения.

Для того чтобы получить уравнение для колебаний поверхности дисперсной частицы под воздействием внешних сил необходимо добавить их в правую часть уравнения (4):

$$x'' + 2\lambda x' + \omega_n^2 x = z t \exp(\alpha t) \cdot \cos(\gamma t),$$

где  $x$  — смещение поверхности дисперсной частицы,  $\lambda = 1/t_p^2$ ,  $z = (nf_n^0 I_p) / (\rho_a a_0 t_p)$ ,

$\alpha = -1/t_p$ ,  $\omega_n^2 = (2 \cdot \pi i \cdot \Omega_n)^2$ ,  $n = 2, 3, \dots$  — номер колебательной моды.

Тогда выражение для смещения поверхности частиц  $x(t, n)$ :

$$x = a \exp(-\lambda t) \cos(\omega t + \varphi) + b \exp(\alpha t) [t \cos(\gamma t + \delta) + c \cos(\gamma t + \delta + r)], \quad (5)$$

где  $a = \frac{bc \cos(\delta + r)}{\cos(\varphi)}$ ,  $\omega = \sqrt{\omega_n^2 - \lambda^2}$ ,  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{b[\alpha c \cos(\delta + r) + \cos(\delta) - \gamma c \sin(\delta + r)]}{\omega b c \cos(\delta + r)} - \frac{\lambda}{\omega}$ ,

$b = \frac{z}{\sqrt{m^2 + 4\gamma^2(\alpha + \lambda)^2}}$ ,  $m = \alpha^2 + \omega_n^2 - \gamma^2 + 2\lambda\alpha$ ,  $\operatorname{tg}(\delta) = \frac{2\gamma(\alpha + \lambda)}{m}$ ,

$c = -2 \frac{((\alpha + \lambda)^2 - m\gamma)}{\sqrt{(m + 2\gamma^2)^2 \cdot (\alpha + \lambda)^2 + (2\gamma(\alpha + \lambda)^2 - m\gamma)^2}}$ ,  $\operatorname{tg}(r) = \frac{2\gamma(\alpha + \lambda)^2 - m\gamma}{(m + 2\gamma^2) \cdot (\alpha + \lambda)}$ .

Для изучения зависимости амплитуды колебаний поверхности дисперсной частицы от энергетических и временных параметров воздействия ультразвуковых колебаний была разработана компьютерная программа, выполняющая расчет по заданным значениям (рисунок 3). На рисунке показана относительная временная зависимость  $f_1(t)/\max(f_1)$  воздействия на поверхность дисперсной частицы ультразвуковых колебаний, где  $f_1(t)$  рассчитываются по формуле (3). Колебания поверхности частиц представляют собой суперпозицию колебаний на разных собственных резонансных частотах, на рисунке показано относительное смещение поверхности капли для суммы первых десяти гармоник  $\sum_{n=2}^{11} x(t, n) / \max\left(\sum_{n=2}^{11} x(t, n)\right)$ , где  $x(t, n)$  рассчитываются по формуле (5) и относительное смещение поверхности капли для основной

колебательной моды  $x(t,2)/\max(x(t,2))$ . Также на графике изображена синусоида с частотой равной собственной частоте колебаний капли  $\Omega_2$ .

С увеличением размера дисперсной частицы изменяется и характер колебаний. Их форма становится достаточно сложной, и гармонические составляющие колебаний на резонансной частоте прослеживаются неявно. При увеличении размера частицы уменьшается частотный интервал между соседними модами и, следовательно, большее количество собственных мод принимает участие в формировании возмущения поверхности частицы.

Разработанная программа, на базе созданной математической модели, позволяет оценить влияние на общую картину деформаций дисперсной частицы энергетических и временных параметров внешнего воздействия, а также производить расчет оптимальной пиковой интенсивности и характерной длительности импульса ультразвуковых колебаний и время затухания колебательных мод, для повышения точности контроля размеров частиц. Так, для водной капли радиусом  $a_0=1,5$  мм при  $t_p=0,002$  с время затухания основной колебательной моды  $t_2=0,222$  с, а собственная частота гидродинамических колебаний капли  $\Omega_2=415,775$  Гц.

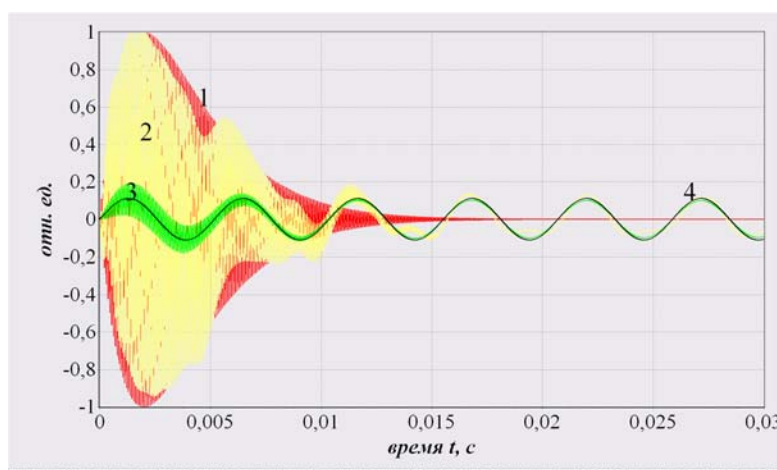


Рис. 3. Воздействие ультразвуковых колебаний на дисперсную частицу  
(радиус невозмущенной водной капли  $a_0=2,5$  мм;  $t_p=0,002$  с;

собственная частота гидродинамических колебаний капли  $\Omega_2=193,235$  Гц);

- (1) — относительная временная зависимость воздействия ультразвуковых колебаний;  
(2) — относительное смещение поверхности водной капли для суммы первых десяти гармоник; (3) — относительное смещение поверхности водной капли для основной колебательной моды; (4) — синусоида с частотой равной собственной частоте колебаний капли

Из рисунка 3 видно, что при прекращении воздействия на дисперсную частицу затухание высокочастотных гармоник с течением времени происходит достаточно быстро и их влияние на общую картину деформаций жидкой частицы проявляется только на начальном этапе колебаний. Из выражения (5) следует, что в случае

«коротких» воздействующих импульсов ( $t_p < t_n$ ) деформации поверхности капли происходят по гармоническому закону с «частотой»  $\omega = \sqrt{\omega_n^2 - \lambda^2}$ , экспоненциально затухая во времени. В случае «длинных» импульсов ( $t_p > t_n$ ) первое слагаемое экспоненциально убывает со временем, так что через достаточно большой промежуток времени остается только второй член, гармонические колебания капли отсутствуют, а временную зависимость смещения ее поверхности определяет форма воздействующего импульса (рисунок 4).

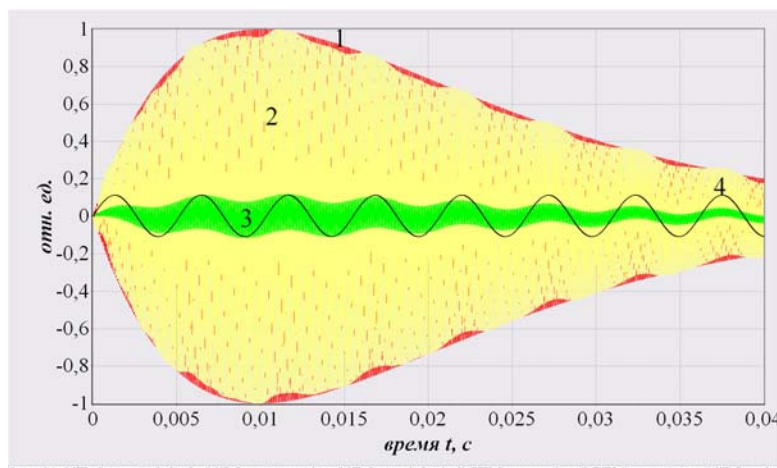


Рис. 4. Воздействие ультразвуковых колебаний на дисперсную частицу  
(радиус невозмущенной водной капли  $a_0 = 2,5$  мм;  $t_p = 0,01$  с;

собственная частота гидродинамических колебаний капли  $\Omega_2 = 193,235$  Гц);

- (1) — относительная временная зависимость воздействия ультразвуковых колебаний;  
(2) — относительное смещение поверхности водной капли для суммы первых десяти гармоник; (3) — относительное смещение поверхности водной капли для основной колебательной моды; (4) — синусоида с частотой равной собственной частоте колебаний капли

Как было показано ранее, в случае «коротких» воздействующих импульсов ( $t_p < t_n$ ) локальные деформации поверхности дисперсной частицы, первоначально вызываемые высокочастотными колебательными модами, в дальнейшем развиваются в эллипсоидальные колебания на частоте близкой к основной  $\Omega_2$ .

Данная математическая модель позволила подтвердить целесообразность проведения измерений после затухания высокочастотных гармоник ( $\Omega_3, \Omega_4, \dots, \Omega_n$ ), что позволяет уменьшить число ошибок определения размеров дисперсных частиц. Для практической реализации способа определения размеров дисперсных частиц наибольший интерес представляет промежуток времени после окончания внешнего воздействия на частицу и до момента затухания основной колебательной моды, т.к. форма колебания поверхности частицы во время воздействия становится достаточно сложной, и гармонические составляющие колебаний на собственных частотах прослеживаются неявно.



В случае капли частота основной колебательной моды:

$$\Omega_2 = \sqrt{8\beta/(\rho_a a_0^3)}.$$

Основная частота  $\Omega_2$  колебаний дисперсной частицы рассчитывается по временной зависимости уровня принимаемого рассеянного излучения зондирующего пучка, а радиус невозмущённой капли определяется из соотношения:

$$a_0 = 2 \sqrt[3]{\beta/(\Omega_2^2 \rho_a)}$$

Структурная схема экспериментальной установки [5] для автоматического дистанционного контроля и диагностики геометрических параметров дисперсных частиц для систем газ-жидкость и жидкость-жидкость представлена на рисунке 5.

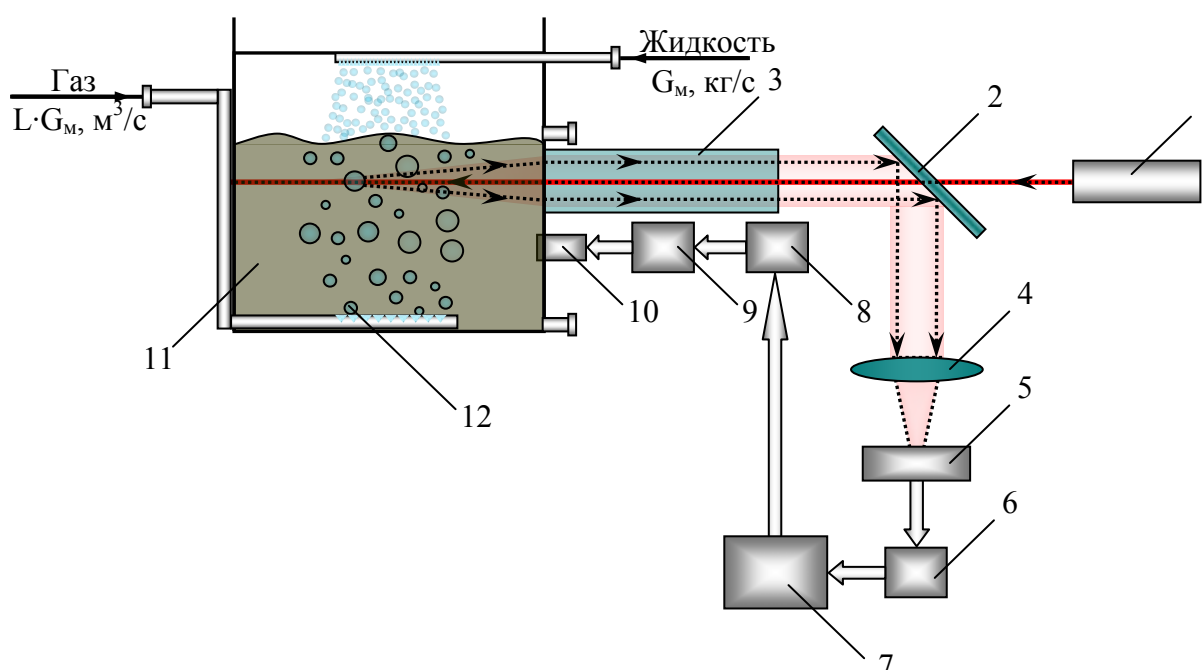


Рис. 5. Структурная схема экспериментальной установки для автоматического дистанционного контроля и диагностики размеров дисперсных частиц для систем газ-жидкость и жидкость-жидкость:

- 1 — лазер в качестве источника зондирующего излучения; 2 — светоделитель (полупрозрачное зеркало); 3 — световод; 4 — объектив; 5 — фотоприёмник; 6 — аналого-цифровой преобразователь (АЦП); 7 — управляющая ЭВМ в качестве анализатора сигналов с АЦП и регистратора; 8 — цифроаналоговый преобразователь (ЦАП); 9 — ультразвуковой генератор; 10 — излучатель ультразвуковых колебаний; 11 — сплошная фаза; 12 — дисперсная фаза

Экспериментальная установка работает следующим образом. Исследуемая дисперсная система контактирует с многоволоконным регулярным световодом 3 и излучателем ультразвуковых колебаний 10. Зондирующее излучение с длиной волны  $\lambda$  генерируется лазером 1. Пучок расширяется при помощи телескопической системы. Через светоделитель 2 зондирующее излучение посредством многоэлементного

световода 3 подводится к дисперсионной среде (сплошной фазе) 11. При прохождении этой волны через исследуемую дисперсную систему происходит рассеяние, отражение и поглощение излучения. Рассеянное и отраженное (под малыми углами относительно направления распространения) от дисперсных частиц 12 излучение проходит через многоэлементный световод 3 и попадает на светоделитель 2, который направляет его на объектив 4. Объектив 4 проецирует излучение непосредственно на фотоприёмник 5. Далее аналоговый сигнал с фотоприёмника преобразуется к цифровому виду при помощи модуля быстродействующего аналого-цифрового преобразователя 6 и поступает для дальнейшей обработки и регистрации на ЭВМ 7. ЭВМ координирует работу всех узлов системы, а именно: управляет процессом оцифровки сигнала с фотоприемника, посредством цифро-аналогового преобразователя 8 управляет работой ультразвукового генератора 9, обрабатывает и регистрирует результаты измерений. На ЭВМ, используя математическую модель, согласно оптимальному взаимодействию ультразвуковых колебаний с дисперсными частицами, рассчитывают параметры воздействующих импульсов таким образом, чтобы колебания поверхности дисперсной частицы происходили по гармоническому закону с собственной частотой  $f_n$ . При этом учитывают физические свойства дисперсной системы и характерное время затухания колебаний дисперсных частиц за счет вязких сил.

На рисунке 6 представлена структурная схема комплекса программно-технических средств и схема экспериментальной установки для систем газ-жидкость при помощи которых проводились измерения частоты основной колебательной моды жидких дисперсных частиц.

Для оптимального приема динамической составляющей рассеянного сигнала на частотах механических колебаний, по сравнению с уровнем невозмущенного (упругого) рассеяния, фотоприемники лучше устанавливать в направлении поперек воздействия зондирующего излучения ( $\alpha=90^\circ$ ), а также в направлении угла первой радуги ( $\alpha\approx 137,5^\circ$ ). Для устранения внешних засветок перед фотоприемниками можно устанавливать интерференционные светофильтры. Вместо излучателя ультразвуковых колебаний, можно использовать электромагнитный излучатель с упругой мембраной [6].

При обработке экспериментальных данных разработанный комплекс программного обеспечения позволяет решать следующие задачи:

- производить математический расчет частоты основной колебательной моды дисперсной частицы, наблюдаемой в ходе эксперимента;
- рассчитывать по частоте основной колебательной моды значения  $a_{0p}$  — радиуса невозмущенной частицы;
- уменьшать влияния помех на результат измерения.

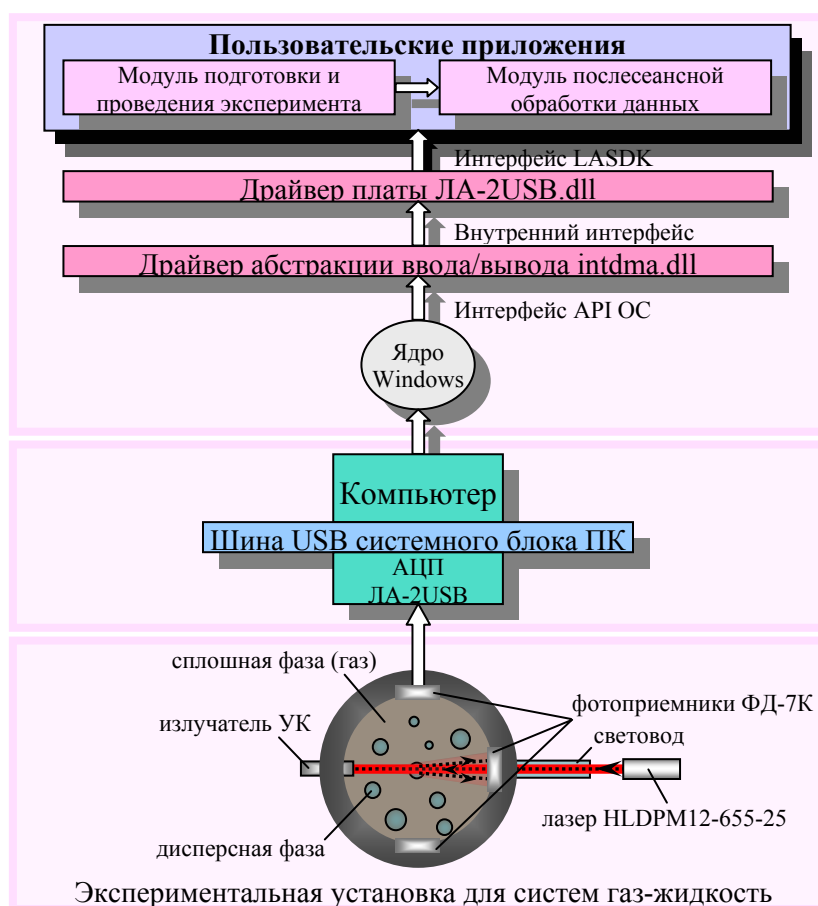


Рис. 6. Структурная схема комплекса программно-технических средств

Во время работы экспериментальной установки происходит постоянная обработка данных поступающих с АЦП с целью подтверждения наличия дисперсной частицы в измерительном объеме. Если частица обнаружена, то происходит сбор данных, регистрация и первичная обработка. Далее собранные данные передаются в модуль послесанной обработки данных. В данном модуле при помощи быстрого дискретного преобразования Фурье (ДПФ) происходит обработка фрагментов исходных массивов данных «Сигнал с фотоприемника» и «Сигнал с фотоприемника в отсутствии частицы». С целью повышения спектрального разрешения ДПФ массивы данных исходного сигнала дополняются средними значениями. На рисунке 7 показан увеличенный фрагмент участка исходного сигнала с фотоприемника и фрагмент ДПФ. Для визуальной проверки правильности работы алгоритма расчета размера дисперсной частицы на верхнем графике добавлен график  $\sin(2\pi\Omega_2 t)$ , с наблюдаемой в ходе эксперимента частотой основной колебательной моды  $\Omega_2$ .

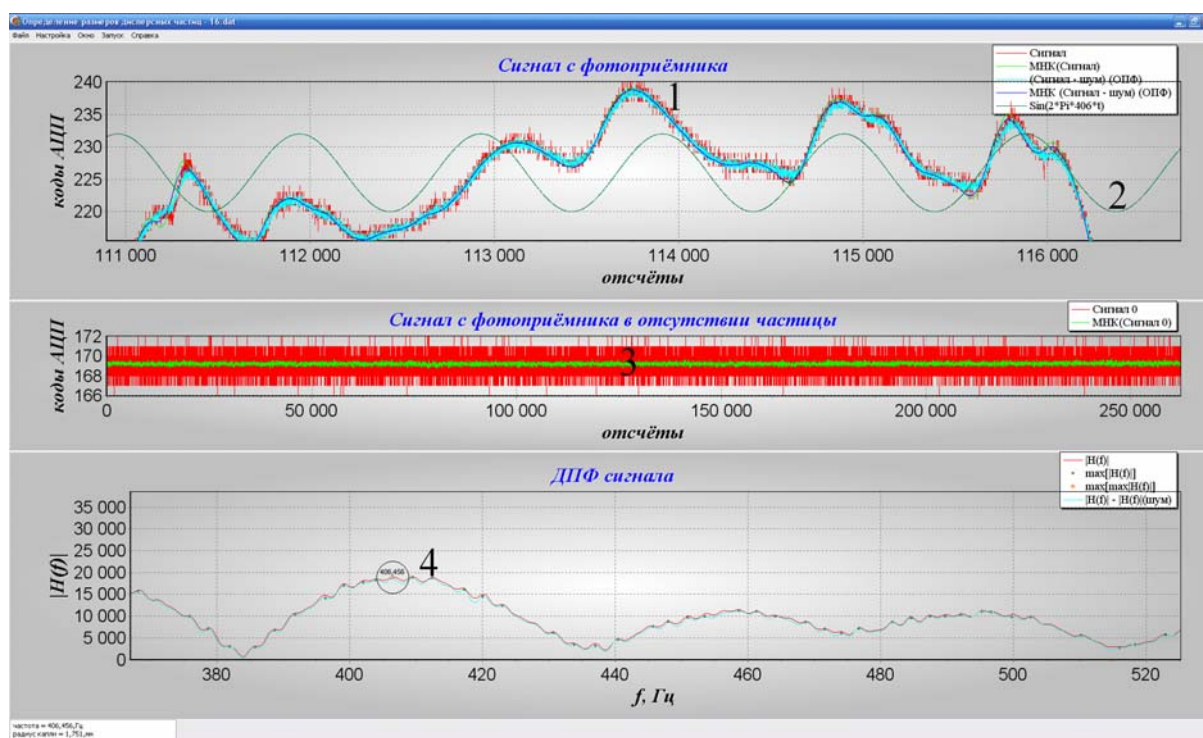


Рис. 7. Графики после выполнения работы модуля послесеансной обработки данных (радиус невозмущенной водной капли  $a_0=1,75$  мм; наблюдаемое значение частоты основной колебательной моды  $\Omega_2=406,456$  Гц (на нижнем графике выделено окружностью); рассчитанное значение радиуса капли  $a_{0p}=1,751$  мм)  
 (1) — увеличенный фрагмент сигнала с фотоприемника после первичной обработки;  
 (2) — график  $\sin(2\pi \Omega_2 t)$ , с наблюдаемой в ходе эксперимента частотой основной колебательной моды водной капли; (3) — сигнал с фотоприемника в момент отсутствия дисперсной частицы в измерительном объеме; (4) — увеличенный фрагмент дискретного преобразования Фурье обработанного (с целью уменьшения помех) сигнала с фотоприемника

При одновременном попадании в поле зондирующего излучения нескольких дисперсных частиц возможны ошибки определения размера частиц связанные с тем, что за частоту основной колебательной моды  $\Omega_2$  ошибочно принимается частота высокочастотных колебательных мод ( $\Omega_3, \Omega_4, \dots, \Omega_n$ ) более крупных частиц. Данной ошибки можно избежать, уменьшая диапазон определения размеров дисперсных частиц, либо определяя размер частицы с наименьшей частотой основной колебательной моды. Так, для водной капли радиусом  $a_0=2,5$  мм частота основной колебательной моды  $\Omega_2=193,235$  Гц, а частота высокочастотной гармоники  $\Omega_3 = 374,198$  Гц, что соответствует частоте основной колебательной моды частицы радиуса  $a_0=1,609$  мм.

В рассматриваемой экспериментальной установке (рисунок 6) определяется размер наиболее крупной частицы, с наименьшей частотой основной колебательной моды.

С помощью разработанного программно-аппаратного комплекса были проведены серии экспериментов, по пятьдесят измерений, для водных капель различных диаметров.

Результаты обработки серий экспериментальных данных для трёх различных диаметров водной капли представлены в таблице 1. Для каждого диаметра водной капли проводилось по пятьдесят измерений, после чего рассчитывались: среднее значение, доверительный интервал, критерий Кохрена и критерий Фишера.

Таблица 1. Результаты статистической обработки экспериментальных данных (радиус невозмущенной капли: 1)  $a_0 = 1,75$  мм; 2)  $a_0 = 1,525$  мм; 3)  $a_0 = 1,475$  мм)

Среднее значение $a_{0p}$ , мм	Доверительный интервал $\pm\Delta$ ( $P = 0,99$ ; $f=49$ )	Дисперсия адекватности $S_{ad}^2$	Дисперсия воспроизводимости $S_y^2$
1) 1,74496	0,00258	0,000080	0,000047
2) 1,52526	0,00132	0,000014	0,000012
3) 1,47674	0,00094	0,000010	0,000006
Критерий Кохрена ( $\alpha = 0,01$ ; $m = 5$ ; $f = 9$ )		Критерий Фишера ( $f_1 = 44$ ; $f_2 = 45$ )	
G расчетный	G табличный	F расчетный	F табличный
1) 0,26861	0,4854	1,72682	$\approx 1,950$
2) 0,25004	0,4854	1,14400	$\approx 1,950$
3) 0,24435	0,4854	1,62389	$\approx 1,950$

Для всех полученных экспериментальных данных расчетные критерии Кохрена и Фишера меньше табличного. Проведенная обработка экспериментальных данных позволили установить воспроизводимость данных.

Разработанный метод и программно-аппаратный комплекс экспериментальной установки автоматического дистанционного контроля и диагностики размеров дисперсных частиц позволяют корректно определять собственные частоты механических колебаний дисперсных частиц и находить по ним диаметры частиц в диапазоне от 1 до 5 мм.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Авторами был разработан новый оптико-акустический метод дистанционного контроля размеров дисперсных частиц, как в лабораторных условиях, так и непосредственно в ходе технологического процесса, основанный на определении их собственных частот механических колебаний. Новизна решения подтверждена патентом РФ № 2346261.
2. Создана математическая модель взаимодействия ультразвуковых колебаний с дисперсной частицей и проведено компьютерное моделирование, позволяющее определить зависимость амплитуды колебаний поверхности дисперсной частицы от энергетических и временных параметров внешнего воздействия и производить расчет оптимальной пиковой интенсивности и характерной длительности импульса ультразвуковых колебаний, для повышения точности контроля размеров частиц.
3. На базе теоретического описания взаимодействия зондирующего излучения и взаимодействия ультразвуковых колебаний с дисперсными частицами, разработана и изготовлена экспериментальная установка для автоматического дистанционного контроля и диагностики размеров частиц для систем газ-жидкость и жидкость-жидкость. Результаты обработки экспериментальных данных подтвердили возможность применения метода для определения диаметров дисперсных частиц, с относительной погрешностью не превышающей 0,5%, в диапазоне от 2,95 до 3,5 мм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фролов Ю. Г. Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы. М.: Химия, 1988. 464 с.
2. Зимон А. Д., Лещенко Н. Ф. Коллоидная химия. М.: АГАР, 2001. 320 с.
3. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Зуев В. Е., Кабанов А. М., Погодаев В. А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: СО РАН, 1999. 260 с.
4. Ламб Г. Гидродинамика. Т. 2. -М.: РХД, 2003.-482 с.
5. Максачук А. И., Леонов Г. В. Способ определения параметров дисперсных частиц. Патент РФ № 2346261. Опубликовано: 10.02.2009 Бюл. №4.
6. Гершгал Д. А., Фридман В. М. Ультразвуковая аппаратура промышленного назначения. Изд. 2-е, переработанное и дополненное. М., изд-во «Энергия», 1967.