

# Одновременное измерение размеров и скорости движущихся частиц

© Д.В. Кизеветтер, В.И. Малюгин

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: vim@imop.spbstu.ru

(Поступило в Редакцию 27 февраля 2008 г.)

Рассматривается оптический метод, позволяющий одновременно и независимо определять размеры и скорости частиц в потоках и смесях. Принцип действия основан на анализе движущейся дифракционной картины с использованием многоэлементного фотоприемника и специального алгоритма обработки сигналов. Определена форма импульсов фототока, возникающих при пересечении частицей светового пучка. Приведены примеры использования метода в его сопоставлении с другими методами, в частности, методом малоуглового рассеяния для частиц с внутренними оптическими неоднородностями.

PACS: 42.79.Qx, 07.07.Of

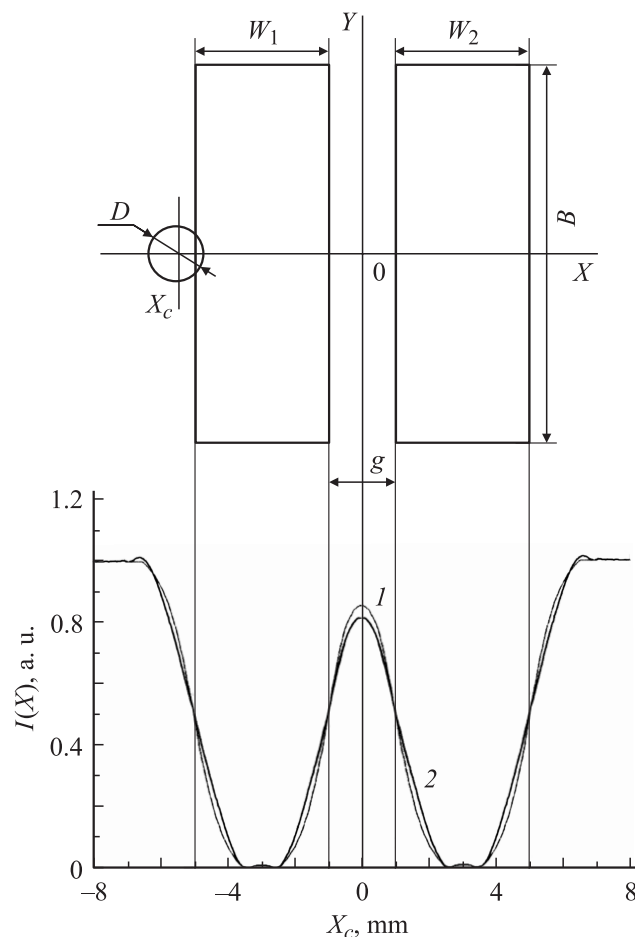
## Введение

В настоящее время известно большое количество различных способов измерения размеров и скорости движущихся частиц, каждый из которых обладает своими достоинствами и недостатками. В работе рассматривается оптический метод, позволяющий, как будет показано ниже, измерять гранулометрический и скоростной состав потоков относительно крупных частиц (размером  $100 \mu\text{m}$  и более) независимо от их внутренних оптических неоднородностей. В отличие от оптических способов измерения размеров частиц, использующих абсолютные (амплитудные) значения сигналов рассеянного частицами излучения, в данном методе характеристики частиц определяются исходя из относительных параметров формы импульсов фототока, что снижает требования к уровню шумов фотоприемного тракта, качеству оптической системы и позволяет производить измерения при изменяющемся пропускании или поглощении окружающей частицы среды.

## 1. Метод измерений

Рассматриваемый метод основан на анализе импульсов фототока, возникающих при пересечении частицей светового пучка, форма, амплитуда и длительность которых содержат информацию как о размере, так и о скорости движения каждой отдельной частицы. Сущность метода поясняется на рис. 1.

При движении дифракционной картины, фактически представляющей собой область тени вдоль оси  $OX$ , величина регистрируемого фототока  $I$  зависит от расположения координаты центра тени  $x_c$  относительно фоточувствительных элементов фотоприемника (ФП). Полагая в простейшем случае ширину фоточувствительных областей ФП по оси  $OX$   $w_1 = w_2 \equiv w$ , центр ФП расположенным в точке  $x = 0$  и расстояние между элементами равным  $g$ , в приближении геометрической тени с радиусом  $R$ , т.е. пренебрегая дифракцией, можно



**Рис. 1.** Схема, иллюстрирующая принцип действия, представлены две фоточувствительные площадки размером  $W_1 \times B$  и  $W_2 \times B$  на расстоянии  $g$  друг от друга, непрозрачный диск диаметром  $D$  с центром с координатами  $(x_c, 0)$ , а также зависимость фототока от координаты  $x_c$  в приближении геометрической тени (1) и с учетом дифракции (2) для случая  $D = 2.5 \text{ mm}$ ,  $W_1 = W_2 = 4 \text{ mm}$ ,  $g = 2 \text{ mm}$  при  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.1 \mu\text{m}$ , расстояния  $z = 0.3 \text{ m}$ .

выделить следующие характерные участки зависимости  $I(x_c)$ .

При  $x_c < -w - g/2 - R$ , а также при  $x_c > w + g/2 + R$  перемещение частицы не влияет на величину фототока. Если  $r < (w + g)/2$ , то участки  $-w - g/2 < x_c < -(w + g)/2$  и  $0 < (w + g)/2$  соответствуют уменьшению функции  $I(x_c)$ , а участки  $-(w + g)/2 < x_c < 0$  и  $(w + g)/2 < x_c < w + g/2$  — возрастанию. Зависимость  $I(x_c)$  имеет минимумы при  $x_c = \pm(w + g)/2$  и локальный максимум при  $x_c = 0$  (рис. 1). Величина  $I(x_c = 0)$  зависит от радиуса  $R$ .

Введем параметр  $M$ , характеризующий глубину модуляции импульса фототока:

$$M = \frac{I(x_c = 0) - I_{\min}}{I(x_c = 0) + I_{\min}}.$$

Однако при программной обработке сигнала  $I(t)$ , что имеет место в условиях реального эксперимента, удобнее использовать инвертированный импульс  $\bar{I}(t)$ , тогда

$$M(R) = \frac{\bar{I}_{\max}(t) - \bar{I}_{\min}(t)}{\bar{I}_{\max}(t) + \bar{I}_{\min}(t)}, \quad (1)$$

где  $\bar{I}_{\max}$  — максимальное значение инвертированного импульса фототока,  $\bar{I}_{\min}$  — значение фототока в локальном минимуме, а величину фототока при отсутствии тени от частицы положить равной нулю. Для случаев симметричной конфигурации фоточувствительных элементов ФП локальный минимум соответствует оси симметрии импульса. Расчеты с учетом дифракции излучения на частице могут влиять на вид зависимости  $\bar{I}(t)$ , но при этом не изменяется существо метода.

Структурная схема устройства, реализующего данный метод, приведена на рис. 2. Устройство состоит из источника излучения 1, коллимирующего объектива 2, зоны анализа частиц 3. В случае измерения частиц размером  $R > 500 \mu\text{m}$  использовался экран с прозрачными щелями 4, фокусирующая линза 5 и фотоприемное устройство 6. Для частиц меньших размеров использовался фотоприемник с заданной конфигурацией фоточувствительных элементов (в этом случае в элементах 5, 6 отпадает необходимость).

Количество и геометрические размеры фоточувствительных элементов выбираются исходя из диапазона измеряемых размеров частиц. Общим требованием является выполнение условия однозначного соответствия

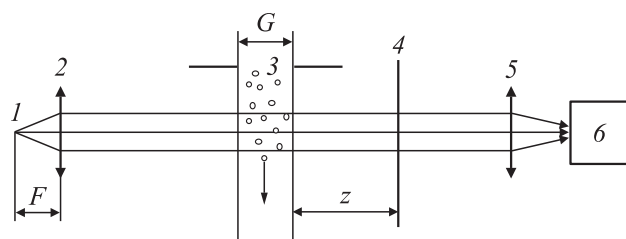


Рис. 2. Структурная схема измерительного устройства.

между формой импульса и измеряемым размером. Наиболее распространенным способом определения размеров по форме импульса является метод оптимизации функции по нескольким переменным для достижения минимального среднеквадратического отклонения теоретической и экспериментальной зависимости. Чем точнее задаются начальные условия („нулевое приближение“) для процедуры оптимизации, тем быстрее и точнее будут определены параметры импульса — соответственно скорость и размеры частицы — и тем меньше вероятность получения ошибочного результата. Однако во многих случаях приемлемую точность измерений можно получить по нескольким характерным точкам импульса  $\bar{I}(t)$  с использованием простой цифровой обработки сигнала.

Принципиальное отличие данного метода от ему подобных, например [1], заключается в выборе расстояния  $z$ , соответствующего зоне дифракции Френеля. По сравнению с методами, использующими регистрацию движения изображения частицы, т. е. наблюдение в ближней зоне дифракции, рассматриваемый способ обладает важным достоинством, рассмотренным ниже. Известно, что сферические прозрачные частицы фокусируют проходящее излучение, причем точка фокуса находится вблизи поверхности сферы. Поэтому, если на плоскость фотоприемника проектируется изображение частицы, сформированное прошедшим излучением, форма импульса фототока будет в значительной степени зависеть от точности фокусировки, прозрачности и сферичности частицы. Соответственно усложняется программная обработка сигнала, а также возникает необходимость использования фотоприемника с большим динамическим диапазоном по интенсивности.

Принимая во внимание, что сферические частицы представляют собой короткофокусную линзу, расстояние  $z$  выбирается таким образом, чтобы в плоскости фотоприемника не было фокусировки излучения, но размер дифракционной картины, соответственно и форма импульса, имели однозначное соответствие размерам частицы. Максимальное расстояние до фотоприемника  $z_{\max}$  можно определить исходя из классических представлений о дифракции света. В качестве оценки целесообразно принять:

$$z_{\max} < 0.6D^2/\lambda, \quad (2)$$

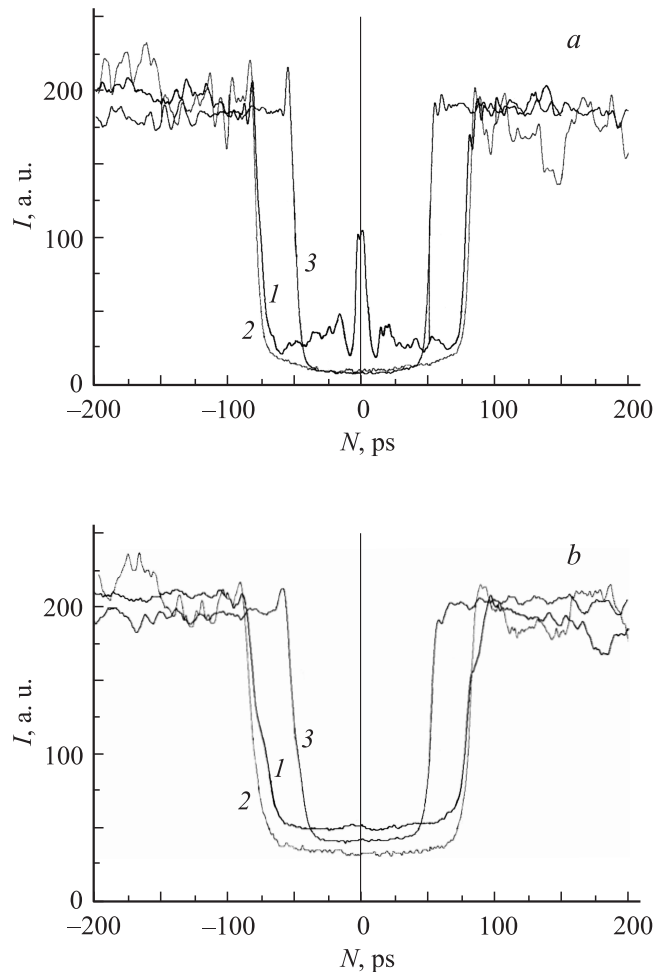
где  $D = 2R$  — диаметр частицы,  $\lambda$  — длина волны излучения.

В терминах зон Френеля ( $\sqrt{m\lambda z} < r_m < \sqrt{(m+1)\lambda z}$ , где  $r_m$  — радиус  $m$ -й зоны) требование к максимальному расстоянию можно сформулировать так: объект должен иметь размеры, на которых уместается более одной зоны Френеля. Грубую оценку  $z_{\min}$  можно произвести на основании величины угла расходимости сфокусированного излучения  $\varphi_p$ :

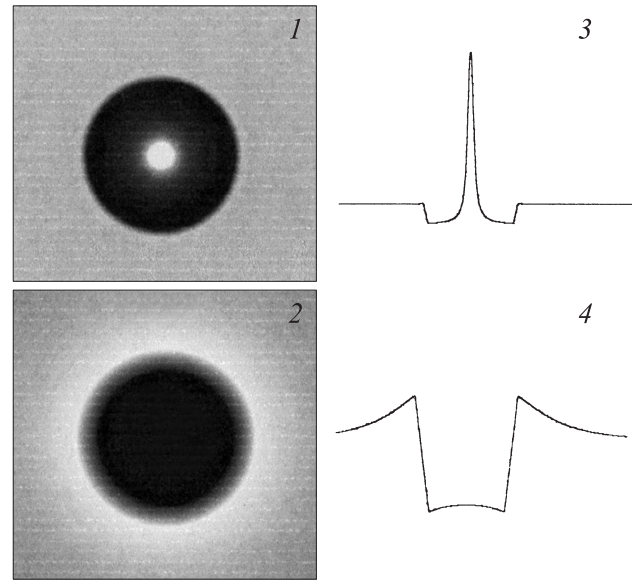
$$z_{\min} \gg D/\text{tg}\varphi_p. \quad (3)$$

В качестве оценки можно принять  $\varphi_p \approx 60^\circ$  исходя из полуширины индикатрисы рассеяния сферической частицы [2], тогда  $z_{\min} \gg D$ .

При разработке и оптимизации параметров рассматриваемого измерительного устройства следует учесть, что  $z_{\min}$  следует оценивать исходя из максимального размера измеряемых частиц, а  $z_{\max}$  — из минимального. При выполнении данного условия для любых частиц сферической формы — прозрачных, частично прозрачных или непрозрачных, с нерассеивающей или с оптически неоднородной поверхностью — дифракционная картина будет аналогична дифракционной картине от непрозрачного диска. Не оказывают также существенного влияния показатель преломления и внутренние оптические неоднородности частицы, т.е. рассматриваемый метод при выполнении указанных условий становится нечувствительным к виду частицы, что во многих случаях является преимуществом перед другими оптическими способами измерения размеров.



**Рис. 3.** Распределение интенсивности излучения, дифрагированного на сферических частицах: 1 — прозрачный стеклянный микрошарик (СМШ) с  $D = 993 \mu\text{m}$ , 2 — металлический шар с  $D = 1000 \mu\text{m}$ , 3 — пузырьчатый СМШ с  $D = 636 \mu\text{m}$ ; а — при расстоянии  $z = 200 \mu\text{m}$ , б —  $500 \mu\text{m}$ , видимый диапазон длин волн.



**Рис. 4.** Распределение интенсивности излучения, дифрагированного на сферических частицах, полученное методом численного моделирования в приближении геометрической оптики: 1, 2 — визуализированное распределение; 3, 4 — угловое распределение при  $D = 1 \text{ mm}$ , показатель преломления СМШ — 1.45, угловая расходимость падающего пучка —  $1.4^\circ$ , 1, 3 — при  $z = 1 \text{ mm}$ ; 2, 4 —  $z = 3 \text{ mm}$ .

Проверка гипотезы о возможности замены прозрачной сферической частицы темным диском для расчета дифракционной картины выполнялись экспериментально и методом численного моделирования. Экспериментально исследовалось распределение интенсивности при облучении различных микрошариков (прозрачных, с внутренними оптическими неоднородностями и непрозрачных) коллимированным световым лучом в зависимости от расстояния до фоточувствительных элементов матричной телевизионной камеры. Точность определения перемещения частиц составляла  $10 \mu\text{m}$ , точность определения расстояния до фоточувствительных элементов с учетом неточности определения толщины защитного стекла ПЗС-матрицы —  $30 \mu\text{m}$ . Примеры полученного распределения приведены на рис. 3.

Для частиц сферической формы вблизи поверхности имелась возможность произвести численное моделирование такого распределения в приближении лучевой оптики [2]. Примеры смоделированных распределений представлены на рис. 4. Из полученных экспериментальных данных и результатов численного моделирования следует, что для сферических частиц с показателем преломления  $n_p$ , превышающем показатель преломления среды на 0.1 и более, можно полагать

$$z_{\min} > (3-4)D. \quad (4)$$

## 2. Расчет калибровочных зависимостей

Расчет калибровочных зависимостей производился в приближении замены реальной частицы непрозрачным диском с использованием функций Ломмеля [3]. Было вычислено распределение интенсивности  $I_d(r, R, z, \lambda)$ , где  $r$  — координата цилиндрической системы, дифрагированной волны при заданном расстоянии  $z$  и различных диаметрах диска  $D$ . С учетом спектральной плотности интенсивности источника излучения  $S_\lambda(\lambda)$ :

$$I_d(r, R, z) = \int_{-\infty}^{\infty} S_\lambda(\lambda) I_d(r, R, z, \lambda) d\lambda.$$

В простейшем случае спектральная плотность излучения источника аппроксимировалась функцией Гаусса с полушириной  $\Delta\lambda$ . Далее численным интегрированием были определены зависимости фототока от пространственного расположения частицы относительно элементов фотоприемника  $P(x)$ . С точностью до масштабного коэффициента, зависящего от скорости частицы, функция  $P(x)$  описывает зависимость от времени  $\bar{I}(t)$ .

Исходя из полученных зависимостей  $P(x)$  была рассчитана глубина модуляции импульса как функция радиуса частицы  $M(R)$ . Обратная функция  $R(M)$  использовалась в качестве калибровочной зависимости для определения размеров частиц. В случае, если расстояние между фоточувствительными элементами было больше диаметра частицы, исходный сигнал численным способом суммировался с сигналами, задержанными на время  $\tau = m(g + w)/v$ , где  $m$  — целое число,  $v$  — скорость частицы:

$$I_s(t) = \sum_{m=1}^k I(t - m\tau). \quad (5)$$

Величина  $k$  выбирается из условия возникновения рассмотренной модуляции импульса суммарного сигнала. Таким образом, задача определения размеров сводится к ранее рассмотренной.

Для двух отдельных импульсов фототока скорость движения частицы определяется по времени между импульсами  $\tau$ :

$$v = (g + w)/\tau_i. \quad (6)$$

Для одиночного импульса скорость определяется по формуле

$$v = (2g + w)C(R)/\tau_h, \quad (7)$$

где  $C(R) \approx 1$  — корректирующий коэффициент, определяемый численным способом исходя из расчетных зависимостей  $P(x_c)$ ,  $\tau_h$  — длительность импульса.

Было установлено, что при уровне определения длительности импульса как  $1/2$  относительно максимума измеряемая величина скорости менее всего зависит от размера частицы [4]. Таким образом, величина  $\tau_h$  определяется по уровню  $1/2$  от максимального значения  $\bar{I}_{\max}$ . Указанное свойство иллюстрируется нормированными

зависимостями  $\bar{I}(t)$  для различных диаметров частиц, приводимыми на рис. 5.

Таким образом, в случае одиночного импульса вначале определяют размер частицы, а затем вычисляют скорость с учетом поправочного коэффициента  $C(R)$ . Для двух отдельных импульсов порядок определения параметров частицы противоположный — вначале определяют скорость, а затем размер частицы, используя формулу (5). Из расчетов следует, что при  $R < 2g + w$  поправочный коэффициент близок к единице. Полученные калибровочные зависимости  $M(R)$  и  $C(R)$  приведены на рис. 6.

При использовании формулы (5) для двух отдельных импульсов динамический диапазон измеряемых частиц существенно больше (100 и более), чем в случае одиночного импульса, однако помехозащищенность — ниже.

Приведенные расчеты выполнены в приближении точечного источника излучения. Для корректности использования данного приближения должно выполняться

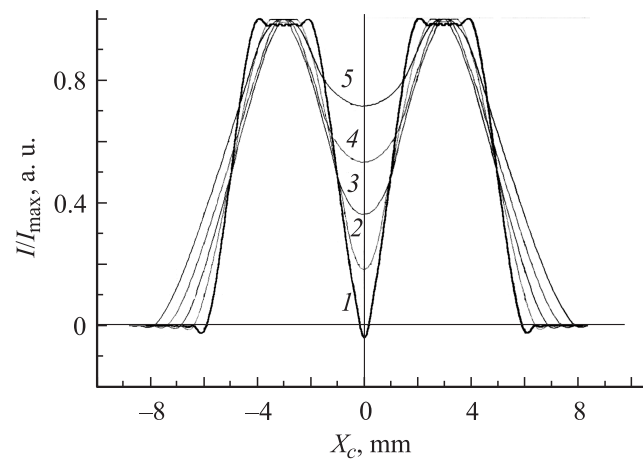


Рис. 5. Нормированные импульсы фототока для частиц различного радиуса с учетом дифракции для фотоприемника и условий, указанных в подписи к рис. 1: 1 — для  $R = 1$ , 2 — 1.5, 3 — 2, 4 — 2.5, 5 — 3 mm.

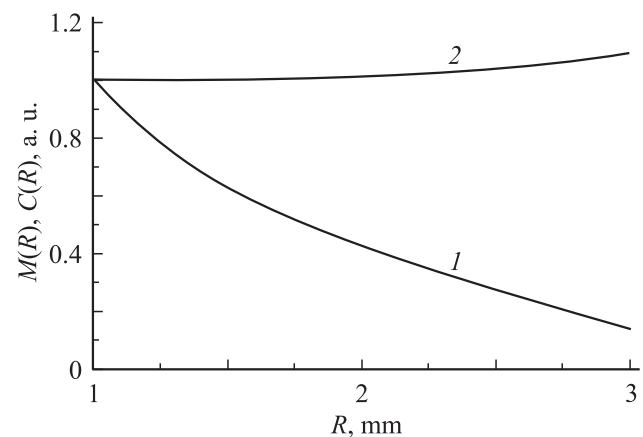


Рис. 6. Калибровочная зависимость  $M(R)$  и поправочный коэффициент  $C(R)$  для фотоприемника и условий, указанных в подписи к рис. 1.

неравенство

$$zR_s/F \ll R_{\min}, \quad (8)$$

где  $R_s$  — радиус излучающей площадки,  $F$  — фокусное расстояние линзы 2 (см. рис. 2). На практике возможно использование источников излучения с  $R_s \approx FR_{\min}/z$ , но в этом случае при расчете калибровочных зависимостей необходимо учесть пространственные размеры источника или определить калибровочную зависимость экспериментально по эталонным сферическим частицам.

### 3. Примеры использования способа

Рассматриваемый способ был реализован в различных измерительных устройствах. В зависимости от объекта исследования частицы попадали в пространство анализа либо непосредственно из воздушной среды, как, например, в случае измерения параметров метеорологических осадков или капельных потоков разбрызгивающих устройств [15], либо использовался проточный метод доставки в случае смеси твердых частиц.

Для определения гранулометрического и скоростного состава капельных потоков разбрызгивающих устройств водоохлаждающих брызгальных бассейнов использовались два транспаранта с различными параметрами прозрачных щелей:  $w = 4$ ,  $g = 2$ ,  $B = 50$  мм и  $w = 2.07$ ,  $g = 0.85$ ,  $B = 15$  мм. Фотоприемники располагались на расстоянии  $z = 0.3$  и  $0.2$  м. В качестве источника излучения использовался светодиод с мощностью излучения  $20$  мВт, с длиной волны  $0.85$  мкм и шириной спектра  $50$  нм. Диапазон измеряемых размеров  $D$  составлял от  $0.5$  до  $7$  мм. Дисперсия измерения была определена с помощью калибровочных микрошариков и составляла  $5$ – $15\%$  в диапазоне диаметров  $D$  от  $1$  до  $5$  мм и около  $25\%$  — на краях диапазона. Дисперсия определения скорости составляла  $2$ – $5\%$ . Основной причиной погрешности измерений являлись шумы фотоприемного тракта.

Для измерения частиц меньших размеров использовалась экспериментальная установка с двухэлементным кремниевым фотоприемником и размерами фотоувеличительных элементов:  $w = 0.2$ ,  $g = 2$ ,  $B = 25$  мм. При  $z = 0.01$  м диапазон измеряемых размеров  $D$  составлял  $100$ – $1800$  мкм. Источником излучения был полупроводниковый лазер с коллиматором мощностью излучения  $10$  мВт, длиной волны  $0.65$  мкм и шириной спектра  $0.5$  нм. Для достоверного определения размеров в области малых значений  $D$ , где возможно нарушение однозначного соответствия между размером частицы и глубиной модуляции, учитывалась также зависимость амплитуды импульсов от размеров частиц. Точность измерений в диапазоне  $D = 700$ – $1800$  мкм составляла  $3$ – $5\%$  и снижалась до  $15$ – $25\%$  при уменьшении  $D$  до  $100$  мкм. Погрешность измерений была обусловлена прежде всего возникновением спекл-структуры когерентного излучения лазера.

Было произведено сравнение распределений по размерам стеклянных микрошариков, измеренных рассматри-

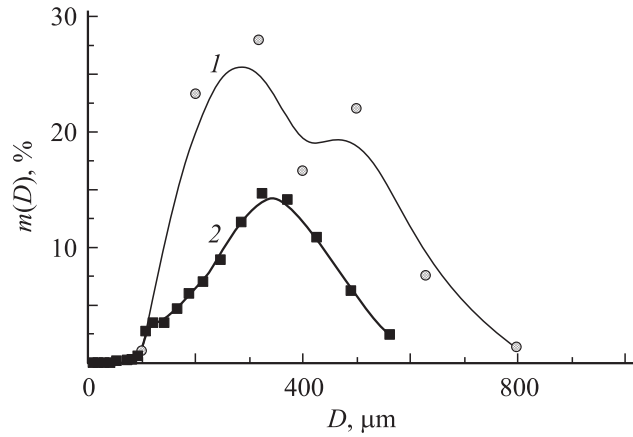


Рис. 7. Экспериментально измеренные функции плотности вероятности распределения частиц по массе от диаметра частиц: 1 — с использованием рассмотренного метода, 2 — с использованием прибора „Микросайзер“.

ваемым способом и с помощью прибора „Микросайзер-201“, основанного на регистрации малоуглового рассеяния (рис. 7).

Исследуемые СМШ представляли собой смесь, задерживаемую ситом с размером ячеек  $100$  мкм, т.е. с диаметром более  $100$  мкм. Частично СМШ с диаметром более  $300$  мкм имели внутренние дефекты в виде множества пузырьков размером, значительно меньшим диаметра СМШ [6]. Относительное количество пузырчатых микрошариков  $k_b$  увеличивалось при увеличении диаметра СМШ. В диапазоне диаметров  $100$ – $200$  мкм величина  $k_b$  составляла  $\approx 5\%$ , в диапазоне  $200$ – $315$  мкм —  $k_b \approx 6\%$ ,  $315$ – $400$  мкм —  $k_b \approx 15\%$ ,  $400$ – $500$  мкм —  $k_b \approx 30\%$ , более  $500$  мкм —  $k_b \approx 40\%$ . Очевидно, что рассеяние на внутренних несовершенствах изменяет угловое распределение интенсивности рассеянного излучения в дальней зоне дифракции.

Пузырчатые СМШ можно рассматривать как группу рассеивателей с пространственными размерами, существенно меньшими диаметров микрошариков. Сопоставление полученных распределений показывает, что в случае наличия внутренних оптических неоднородностей прозрачных частиц метод малоуглового рассеяния занижает количество частиц в диапазоне „больших“ размеров. Следовательно, в процентном отношении завышаются значения в остальном диапазоне размеров, а в диапазоне размеров, соответствующих размерам внутренних оптических неоднородностей, завышается и абсолютное значение количества частиц. Более точно указанный эффект можно охарактеризовать так: измеряемая методом малоуглового рассеяния зависимость распределения частиц по размерам в случае прозрачных частиц дает их распределение, включающее в себя распределение внутренних неоднородностей частиц, в то время как предложенный метод измерения нечувствителен к параметрам внутренней структуры частиц.

При вычислении распределения частиц по массе в заданном диапазоне размеров внутренние дефекты в дан-

ном случае несущественно изменяют вид распределения  $m(D)$ . Однако если рассматривать функцию плотности вероятности распределения по размерам  $p(D)$  или количеству СМШ в заданном интервале размеров  $D$ , то результат будет кардинально отличаться от предыдущего. Функции вероятности  $f(D)$  также будут существенно отличаться.

Пересчет от массы к количеству для распределения, приводимого на рис. 7 (зависимость 2), дает значение  $f(D)$  более 95% для диапазона размеров 2–50  $\mu\text{m}$  (0.5% по массе), 0.1% — для диапазона 50–100  $\mu\text{m}$  (2% по массе) и 0.2% для диапазона 100–700  $\mu\text{m}$  (97.5% по массе), т.е. согласно измерениям по методу малоуглового рассеяния, исследованная смесь содержит преимущественно „мелкую“ фракцию. При этом в действительности содержание СМШ с размерами менее 100  $\mu\text{m}$  в смеси не превышало 2%, что было установлено с помощью оптического микроскопа. Таким образом, влияние внутренних оптических неоднородностей прозрачных частиц на результаты измерений может кардинально изменить представление о гранулометрическом составе исследуемого распределения. Это справедливо и для случаев капельных потоков жидкостей с рассеивающими частицами. Поэтому в зависимости от поставленной задачи необходимо выбирать способ измерения размеров частиц или использовать различные методы совместно. Сопоставляя результаты измерений, полученных указанными выше способами, можно получить информацию о внутренней структуре прозрачных частиц.

Рассматриваемый способ определения размеров может быть также использован для исследования биологических объектов и клеточных структур, обладающих фокусирующими свойствами и имеющими форму, близкую к круглой. В этом случае в дополнение к элементам, указанным на рис. 2, устанавливается микрообъектив. Ширину зоны анализа частиц  $G$  создают как можно более узкой, отсчет расстояния  $z$  ведут от фокальной плоскости микрообъектива, а определяют оптимальную величину  $z$  исходя из параметров оптической схемы. Это позволяет измерять распределения по размерам биологических объектов, отдельных клеток или других частиц размером более 1  $\mu\text{m}$  в потоке жидкости даже при предельно малых концентрациях. Совместно с другими методами измерений рассматриваемый способ может позволить получить принципиально новую информацию об исследуемых объектах, как, например, характер пространственного расположения митохондрий в клетках, соотношение пространственных размеров клеточных структур и люминесцирующих областей в системах проточных цитометров, а также в других случаях.

На основе рассмотренного выше способа имеется возможность создания устройств, позволяющих выделить заданное направление движения частицы, соответственно вычислять распределения по размерам и скоростям частиц, движущихся в заданном направлении. Для этого фотоприемник создают в виде системы фоточувствительных элементов [7], представляющих собой

один круговой и, как минимум, три элемента формы кольцевого сектора, геометрические размеры которых согласованы с размерами и диапазоном скоростей измеряемых частиц.

Принцип действия устройства следующий. Дифракционные картины, образованные движущимися частицами (условно — „тень“ частицы), последовательно пересекают указанные элементы фотоприемника. Электронная часть устройства осуществляет усиление и фильтрацию электрических импульсов таким образом, что на выходе устройства формируется полезный сигнал только в том случае, если траектория движения частиц такова, что ее „тень“ последовательно пересекает заданные фотоприемники. Синхронная работа устройства с телевизионной камерой дает возможность регистрировать изображения частиц не только с заданным направлением движения, но в заданном диапазоне размеров и скоростей.

Таким образом, предлагаемый способ может использоваться как независимо от других способов, так и совместно, что позволяет получать новую дополнительную информацию об исследуемых частицах.

## Заключение

Выбор оптимальных условий регистрации дифрагированного на частице излучения и применение специализированных многоэлементных фотоприемников позволяет измерять размеры и скорость движущихся частиц независимо от их прозрачности и оптической неоднородности. На основании рассмотренного метода создано несколько экспериментальных измерительных устройств для различных прикладных задач на разные диапазоны размеров и скоростей частиц. Продемонстрирована возможность использования метода для различных частиц и проведено сопоставление с другими методами измерений.

## Список литературы

- [1] Wang I.C.F., Tichenor D.A. // Applied Optics. 1981. Vol. 20. N 8. P. 1367–1373.
- [2] Федорова Е.О. // Тр. ГОИ им. С.И. Вавилова. 1957. Т. 25. № 151. С. 72.
- [3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики: М.: Наука, 1973. 720 с.
- [4] Кизеветтер Д.В., Литвак М.Я., Малюгин В.И. Способ определения скоростей частиц. А.с. 1770911. СССР. 1992. БИ. № 3. № 39.
- [5] Kiesewetter D.V., Malyugin V.I. // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5381. P. 200–209.
- [6] Иванов Л.А., Кизеветтер Д.В., Киселев Н.Н., Малюгин В.И., Слугин В.А. // Оптик. журн. 2006. Т. 73. № 1. С. 35–40.
- [7] Кизеветтер Д.В., Литвак М.Я., Малюгин В.И. Устройство для определения скоростей и размеров движущихся частиц. А.с. 1809202. СССР. 1993. БИ. № 14.