

УДК 535. 36

Лазерный анализатор микрочастиц / Е. Д. Васильев, В. В. Котляр, И. В. Никольский // Научное приборостроение. — 1993. — Т. 3. — № 1: Дифракционная плоская оптика и обработка изображений. — С. 118—125.

Описан лазерный дифракционный измеритель микрочастиц, основанный на регистрации радиального усредненного распределения интенсивности рассеянного частицами лазерного света в плоскости пространственного спектра и последующей обработке измеренных данных с помощью стабилизированного к шумам алгоритма восстановления функции распределения микрочастиц по их эффективным радиусам. Приведены результаты численного и натуральных экспериментов. Библ. 7 назв. Ил. 5.

УДК 539. 3

Е. Д. Васильев, В. В. Котляр, И. В. Никольский
(Самарский филиал ЦКБ уникального приборостроения РАН)

ЛАЗЕРНЫЙ АНАЛИЗАТОР МИКРОЧАСТИЦ

The automatic diffractive analyzer of microparticles has been designed that has been designated for fast reconstruction of the microparticulate radii distribution function and involves the CCD-based registration of the laser radiation scattered from the particles, the procedure of averaging of the scattered light and numerical computer aided data processing. The processing technique is based on the found solution of the integral Predholm equation with a kernel in the form of square of the Bessel function of first kind.

Известны устройства для когерентно-оптического анализа смеси микрочастиц, называемые сайзерами (sizers). Например, сайзеры Coulter LS-130 (Coulter Co., США), Analisette-22 (Frisch GmbH, Германия), Malvern - 2600 (Malvern Ltd., Англия). Стоимость этих устройств около 40 тыс. долл. США. Число каналов от 30 до 70. Диапазон измеримых радиусов от 1 мкм до 1 мм.

Однако в литературе не удается отыскать описание методов и алгоритмов для обработки данных измерения, которые используются в этих устройствах. Поэтому был разработан лазерный дифракционный измеритель микрочастиц (ЛДИМ), основанный на новых алгоритмах обработки данных с целью восстановления функции распределения частиц по радиусам [1—3]. Техническое решение, положенное в основу этого устройства, защищено авторским свидетельством [4].

Оптическая схема анализатора частиц

ЛДИМ состоит (рис. 1) из гелий-неонового лазера ЛГН-207 с длиной волны 0,63 мкм и мощностью 2 мВт (1), микрообъектива (2), Фурье-объектива (3), кюветы (4), через которую прокачивается жидкость с диспергированными в ней частицами, фотоприемное устройство (5), включающее ПЗС-линейки 1200 ЦЛ1 и контроллер, который управляет вводом данных в компьютер. Максимальное число каналов приема интенсивности рассеянного света равно числу элементов ПЗС-линейки — 1024.

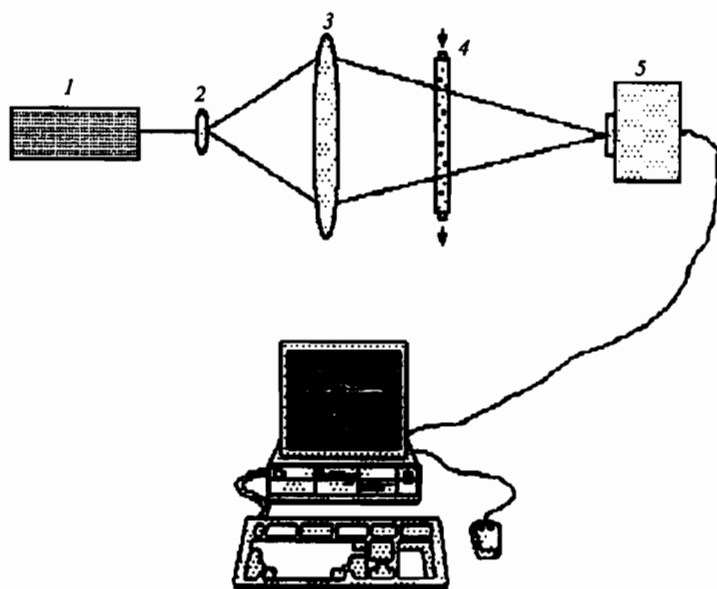


Рис. 1. Оптическая схема лазерного анализатора микрочастиц.
Объяснение в тексте.

Расположение кюветы в сходящемся сферическом пучке позволяет с помощью изменения расстояния от нее до линейки изменять масштаб пространственного спектра излучения, рассеянного частицами, и настраиваться на разные диапазоны радиусов микрочастиц. ПЗС-линейка расположена в плоскости изображения точечного источника (см. рис. 1). Толщина кюветы (2 мм) много меньше расстояния от нее до линейки (200 мм) и поэтому можно считать, что все частицы находятся на одинаковом расстоянии от плоскости регистрации. Изменяя время накопления заряда в ПЗС-линейке, можно менять степень усреднения регистрируемой радиальной интенсивности света, рассеянного движущимися частицами.

Выбранные параметры оптической схемы позволяют анализировать микрочастицы с радиусами от 10 до 400 мкм.

Алгоритм обработки данных

Исходным интегральным уравнением, связывающим функцию распределения микрочастиц по радиусам $P(a)$ и среднюю радиальную интенсивность света в плоскости пространственного спектра $I(r)$, является следующее [5]:

$$I(r) = A r^{-2} \int_0^{\infty} a^2 P(a) J_1^2(kra/f) da, \quad (1)$$

где k — волновое число света, f — расстояние от кюветы до плоскости регистрации, A — постоянная, a — радиус частиц, r — радиальная переменная в плоскости спектра, $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка.

При выводе уравнения (1) предполагалось, что частицы имеют сферическую форму и полностью поглощают падающее на них излучение. Дифракция света на сферических частицах рассматривается в малоугловом приближении. В (1) учтено, что нерассеянная составляющая света, собирающаяся в окрестности нулевой пространственной частоты спектра, не регистрируется фотоприемниками.

Будем искать решение уравнения (1) в виде ряда [6]

$$a^3 P(a) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n J_0(\rho_n a / a_0), \quad (2)$$

где ρ_n — корни функции Бесселя нулевого порядка, $J_0(\rho_n) = 0$, $\rho_0 = 0$, a_0 — некоторый фиксированный радиус частиц.

Подставляя (2) в (1) и используя известное выражение [7]

$$\int_0^{\infty} J_0(ax) J_1^2(bx) x^{-1} dx = \begin{cases} \pi^{-1} [\arccos a / 2b - a(4b^2 - a^2)^{1/2} / (4b^2)], & \\ 0 & \text{при } 2b \leq a \end{cases}, \quad (3)$$

получим

$$\pi A^{-1} r^2 I(r) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \psi_n(s). \quad (4)$$

Здесь $\psi_n(s) = \arccos(\rho_n / s) - (\rho_n / s^2)(s^2 - \rho_n^2)^{1/2}$, $s = 2k a_0 r / f$. При выборе отсчетов переменной r в точках $r_n = f \rho_{n+1} / (2k a_0)$, $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$, где N — число членов ряда, получим вместо (4) треугольную систему линейных алгебраических уравнений

$$\begin{cases} i(r_1) = C_0 \\ i(r_2) = C_0 + C_1 \psi_1(s_2) \\ \dots \\ i(r_N) = C_0 + C_1 \psi_1(s_N) + \dots + C_{N-1} \psi_{N-1}(s_N) \end{cases}, \quad (5)$$

где $i(r_n) = \pi A^{-1} r_n^2 I(r_n)$, $s_n = 2k a_0 r_n / f$.

Рекуррентная формула решения системы (5) имеет вид

$$C_{n-1} = \frac{i(r_n) - C_0 - \sum_{m=1}^{n-2} C_m \psi_m(r_n)}{\psi_{n-1}(r_n)}, \quad n = \overline{2, N}. \quad (6)$$

Для стабилизации работы этого алгоритма в присутствии шумов используется оптимальная фильтрация типа Винерской при расчете коэффициентов

ряда по формуле (6), т. е. вместо знаменателей в (6) следует использовать знаменатели вида

$$\psi_{n-1}(r_n) + \alpha r_n^2, \quad (7)$$

где $\alpha = W_0/W_1$, $W_0 = \int_0^\infty |S(r)| r dr$ — мощность белого шума, который аддитивно добавляется к зарегистрированной интенсивности, $S(r)$ — случайная δ -коррелированная величина с нулевым средним, $W_1 = \int_0^\infty |I(r) + S(r)| r dr$ — мощность зарегистрированного сигнала.

При ограничении ряда (2) конечным числом членов и при добавлении шума к распределению интенсивности восстановленная функция $P(a)$ имеет дополнительные ложные максимумы за пределами области ее определения, в окрестностях которых нарушается условие ее неотрицательности. Частично устранить их можно с помощью следующей процедуры фильтрации. Рассмотрим функцию $F(a, M)$, равную частичной сумме ряда

$$F(a, M) = \sum_{N=0}^M C_n J_0(\rho_n a/a_0), \quad M \in [M1, M2].$$

Если при каком-то значении M из выбранного интервала функция $F(a, M)$ в некоторых точках a становится отрицательной, то ей присваивается нулевое значение в этих точках. Величина номера $M1$ характеризует степень фильтрации и выбирается равной номеру отсчета, при котором интенсивность спадает в 10 раз: $I(r_{M1})/I(r_0) = 0,1$.

Численное моделирование и реальный эксперимент

Для апробации работы алгоритма восстановления функции распределения частиц по радиусам $P(a)$ проводилось моделирование. Функцию $P(a)$ выбрали в виде ступеньки (см. рис. 2, в, кривая 2). Число отсчетов по шкалам r и a было равно 100. Диапазон изменения координаты r — от 0 до 10 мм, диапазон изменения радиусов a — от 0 до 0,1 мм. Рассчитанная по формуле (1) средняя интенсивность (рис. 2, а) далее использовалась для восстановления функции $P(a)$ по формулам (2) и (6). Число членов ряда выбиралось равным числу отсчетов интенсивности: $N = 100$. Отрезок фильтрации был равен $[M1, M2] = [15, 100]$. На рис. 2, б показаны в виде кривой значения вычисленных коэффициентов C_n , $n = 1, 100$. На рис. 2, в приведена восстановленная $P(a)$ (кривая 2). Видно, что из-за неточного вычисления интеграла (1) и ограничения числа членов ряда (2) происходит сглаживание краев при восстановлении функции $P(a)$.

При аддитивном добавлении к функции интенсивности $I(r)$ белого шума, который генерировался датчиком случайных чисел, равновероятно заполняющих отрезок значений $[-Q, Q]$, где Q равно десятой части от максимального значения интенсивности $I(r)$, расчет коэффициентов C_n проводился с помощью стабилизирующего слагаемого (7). Результат этого моделирования

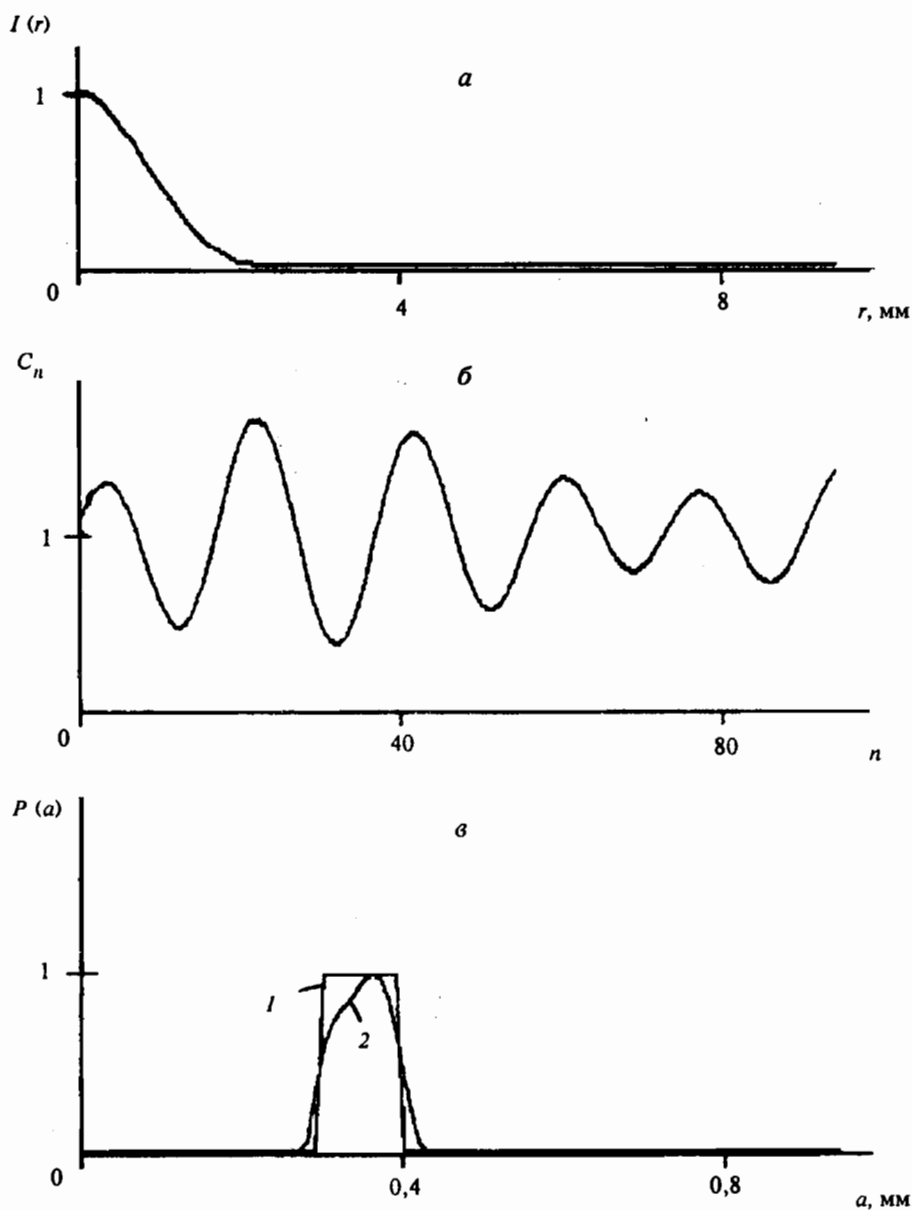


Рис. 2. Результат моделирования: средняя интенсивность спектра (а), коэффициенты ряда (б) и восстановленная функция распределения (в).

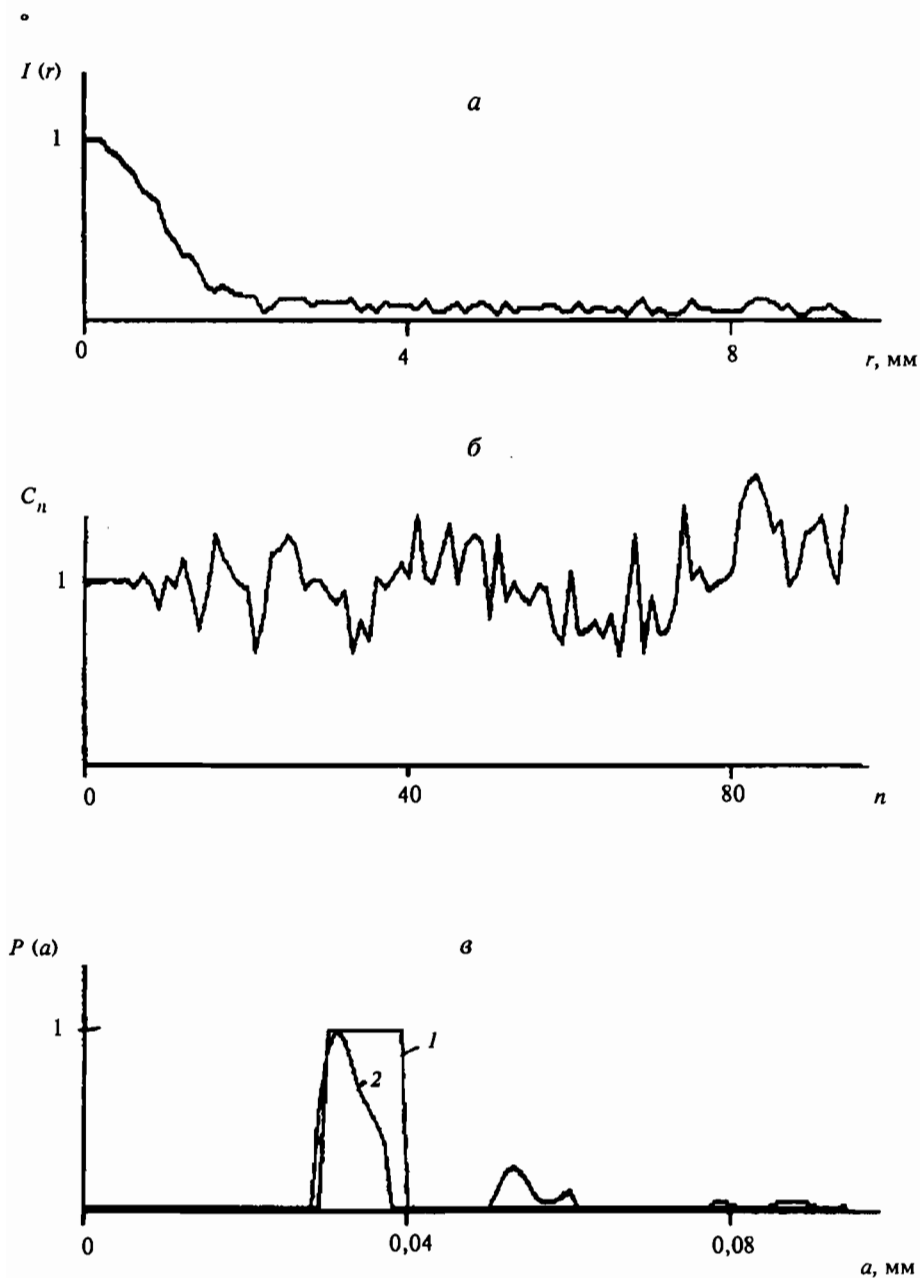
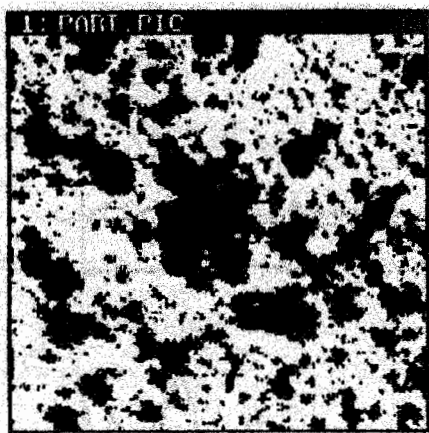


Рис. 3. Результат моделирования: средняя интенсивность спектра с шумом (*a*), коэффициенты ряда (*б*) и восстановленная функция распределения (*в*).

показан на рис. 3. Коэффициенты C_n (рис. 3, б), хотя и вычислялись с помощью регуляризованной процедуры, существенно отличаются от коэффициентов



100 мкм

Рис. 4. Частицы графита в воде под микроскопом.

(см. рис. 2, б), полученных без шума. Однако при этом искажения в восстановленной функции распределения $P(a)$ (рис. 3, в, кривая 2) не столь существенны. Она остается в заданном интервале радиусов, несколько смещаясь в сторону меньших радиусов.

Разработанный ЛДИМ испытывался в реальных экспериментах по анализу смеси частиц графита (рис. 4). В этом эксперименте часть ПЗС-линейки была закрыта экраном, чтобы не регистрировалась нерассеянная часть лазерного излучения. Требуемая степень усреднения распределения интенсивности достигалась суммированием нужного числа ее реализаций.

На рис. 5, а показано усредненное за 100 реализаций распределение интенсивности лазерного света в плоскости спектра при его рассеянии частицами графита. Часть фоточувствительных элементов ПЗС-линейки от 0 до 1,2 мм была закрыта экраном. Чтобы экстраполировать значения функции $I(r)$ при $1,2 \text{ мм} < r < 5 \text{ мм}$ в область значений $0 < r < 1,2 \text{ мм}$, использовалась аппроксимация по методу наименьшего среднеквадратичного отклонения с помощью гауссовой функции. Выбранная таким образом гауссовая функция представлена на рис. 5, а до пунктирной линии, после пунктирной линии показана зарегистрированная интенсивность. На рис. 5, б приведен результат обработки экспериментальных данных с помощью стабилизированного к шуму алгоритма, описанного в предыдущем разделе. Восстановленная функция распределения частиц графита по их эффектививным радиусам позволяет получить средний радиус частиц графита — 40 мкм. Это значение

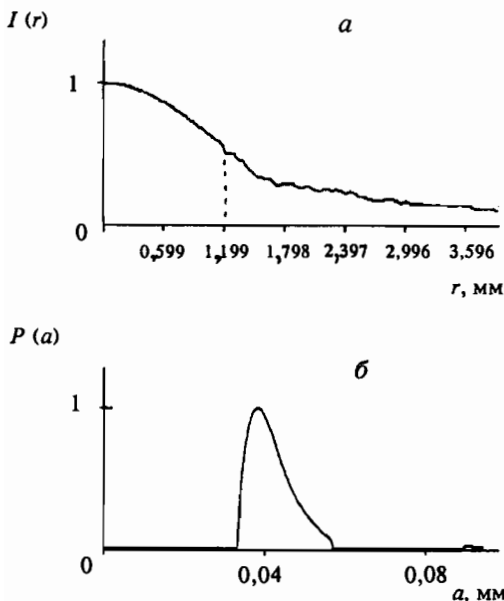


Рис. 5. Зарегистрированная с помощью ПЗС-линейки усредненная интенсивность рассеянного частицами графита лазерного света (а) и восстановленная функция распределения по радиусам (б).

наименьшего среднеквадратичного отклонения с помощью гауссовой функции. Выбранная таким образом гауссовая функция представлена на рис. 5, а до пунктирной линии, после пунктирной линии показана зарегистрированная интенсивность. На рис. 5, б приведен результат обработки экспериментальных данных с помощью стабилизированного к шуму алгоритма, описанного в предыдущем разделе. Восстановленная функция распределения частиц графита по их эффектививным радиусам позволяет получить средний радиус частиц графита — 40 мкм. Это значение

согласуется с микроскопическими наблюдениями.

Авторы выражают благодарность И. А. Водоватову и Ю. С. Музалевскому за ценные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Котляр В. В., Никольский И. В., Сойфер В. А. // Компьютерная оптика. 1991. № 9. С. 72—84.
2. Котляр В. В., Никольский И. В., Сойфер В. А. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71, № 3. С. 498—501.
3. Котляр В. В., Сойфер В. А. // Там же. 1990. Т. 69, № 4. С. 873—875.
4. А. с. 1689800 (СССР).
5. Применение методов Фурье-оптики / Под ред. Г. Старка. М., 1988.
6. Котляр В. В., Никольский И. В., Сойфер В. А. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69, № 5. С. 1116—1118.
7. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды: Специальные функции. М., 1983.

Рукопись поступила 25.01.93