Ненормализованные моменты в задаче идентификации рассеивающих частиц по сечениям

Г. П. Арумов, А. В. Бухарин

Институт космических исследований РАН, Москва, 117997, Россия
E-mail: tumbul@iki.rssi.ru

Предложено использовать ненормализованные моменты до 4-го порядка в качестве статистического кода источника аэрозоля. Ненормализованный момент 1-го порядка представляет собой пропускание перфорированного экрана и может быть найден по суммарному сечению частиц на снимке. Ненормализованный момент 2-го порядка может быть найден по цифровым снимкам и по угловому размеру ореола рассеяния, распространяющегося в среде пучка. Ненормализованные моменты высших порядков могут быть измерены по цифровым снимкам и с помощью 3D-экранов. Отношение ненормализованных моментов 2-го и 1-го порядка даёт эквивалентное сечение частиц. Количество сечений определяется по отношению квадрата ненормализованного момента 1-го порядка к ненормализованному моменту 2-го порядка. Это позволяет смоделировать эквивалентную среду, для которой параметры ослабления и поперечного искажения пучка такие же, как у исследуемой среды. Использование разработанного метода для распределения Пуассона, Гамма-распределения и нормального распределения приводит к тому, что указанные распределения имеют свойства, близкие по своим параметрам к монодисперсным сечениям. На примере равномерного распределения показана слабая зависимость эквивалентного сечения от ширины функции распределения изображений частиц по сечениям. Использование статистического кода позволяет моделировать угловой размер пучка в рассеивающей среде. Появляется перспектива создания зондирующей системы, настроенной на заданные оптические и геометрические параметры рассеивающей среды, что позволит увеличить точность измерения её базовых параметров (коэффициентов экстинкции и обратного рассеяния). Разработанный метод может применяться для моделирования функции распределения рассеивающих частиц по сечениям и коэффициентов пропускания и обратного рассеяния. Кроме того, статистический код может быть использован для идентификации аэрозоля от заданных источников.

Ключевые слова: ненормализованный момент, сечение, несферические частицы, перфорированный экран, рассеивающая среда, 3D-экран, статистический код

Одобрена к печати: 07.12.2018
DOI: 10.21046/2070-7401-2019-16-1-72-79

Введение

Лидар упругого рассеяния представляет собой инструмент, предназначенный для измерения сигнала обратного рассеяния от распространяющегося в среде пучка. Разработка методов, позволяющих связать обратный сигнал с параметрами частиц рассеивающей среды (размерами и концентрацией частиц), является до сих пор не решённой проблемой. Для определения микроструктуры рассеивающей среды из дистанционных измерений применяют методы решения обратной задачи. Как правило, обратная задача является некорректной (Collis, 1970). Для её решения используются методы регуляризации и априорная информация о рассеивающей среде (Veslovskii et al., 2002). Распространёнными подходами в дистанционном зондировании является идентификация микроструктуры и оптических свойств зондируемого аэрозоля (Glenn, 2000). Для лидарных методов измерений используют связь между базовыми коэффициентами (коэффициент обратного рассеяния (КОР), коэффициент экстинкции (КЭ)), которая даёт возможность решить обратную задачу. Соответствующая связь определялась для городского и сельского морского аэрозоля (Paramesvaran et al., 1991). Однако последующая связь между базовыми параметрами и микроструктурой аэрозоля до сих пор не получена. Причиной этого является ряд факторов (Sassen, Dodd, 1982), среди которых — отсутствие измеряемых оптических параметров, непосредственно связанных с геометрическими размерами частиц. При этом распределение рассеивающих частиц по размерам имеет, как правило, довольно большой диапазон. Следует отметить, что для существующих систем зондирования недостаточно измеряемых величин, позволяющих учитывать все факторы, влияющие на точность коэффициентов. В частности, отсутствует контроль угловых размеров зондирующего пучка. В этих условиях перспективы метрологического обеспечения дистанционных измерений выглядят проблематично.

Ранее в работах были предложены двухканальные системы зондирования, позволяющие измерять угловую трансформацию пучка (Bukharin, 2001). Для них можно провести измерения КОР и КЭ с большей точностью, чем для существующих одноканальных систем. Таким образом, возникают новые возможности и подходы к дистанционным измерениям и идентификации частиц исследуемой среды (Арумов, Бухарин, 2017). Была обоснована связь между угловыми размерами пучка, прошедшего через рассеивающий слой, с сечениями частиц среды. Показано, что исследуемую среду можно заменить эквивалентной средой, которая производит такое же ослабление и угловую трансформацию пучка, как и исследуемая. Ключевой параметр представляет собой отношение момента 2-го порядка для функции распределения частиц по сечениям к моменту 1-го порядка. В этой связи представляет интерес развитие данного подхода для описания оптических и микрофизических параметров рассеивающей среды.

Ненормализованные моменты

Базовым экраном является подложка с осаждёнными на ней частицами. Микроструктуру частиц можно проанализировать по цифровым изображениям. По этим изображениям изготовляется контрастный экран p-типа (positive) в виде плёнки, на которой частицам соответствуют участки с минимальным пропусканием, а фону — участки с максимальным пропусканием.

По негативу контрастного экрана производится экран n-типа (negative). На нём частицам соответствуют пятна с максимальным пропусканием, фону — с минимальным. Экрану n-типа можно сопоставить перфорированный экран, на котором изображениям частиц соответствуют отверстия на непрозрачном фоне. При прохождении светового пучка через перфорированный экран вокруг него образуется ореол рассеяния вперёд. Геометрия ореола описывается граничными дифракционными волнами (Bukharin, 2010). Согласно принципу Бабине указанный экран n-типа является эквивалентом экрана p-типа по угловому размеру ореола. Изменяя коэффициент увеличения изображения частиц, можно менять угловой размер ореола вокруг пучка на выходе экрана. Таким образом, основным предназначением перфорированного экрана является то, что он порождает ореол, который служит индикатором эквивалентного поперечного размера отверстий. Зная коэффициент линейного увеличения изображения и параметр углового увеличения пучка на выходе экрана, можно определить эквивалентный размер (сечение) частиц. Эквивалентное сечение S_e выражается через моменты для поперечных сечений частиц S выражением:

$$\frac{z}{z_1} = G\frac{\sqrt{S_e/S_0}}{\sqrt{S_e/S_0}+1}, \text{ где } S_e = \frac{E(S^2)}{E(S)}, \qquad (1)$$

здесь z — длина зондируемой трассы; z_1 — длина трассы, измеренная по перекрытиям полей зрения с зондирующим пучком, в случае равенства углового размера пучка, поля зрения и углового размера ореола; G — калибровочный коэффициент; $S_e = \pi d_e^2/4$ — площадь эквивалентного поперечного сечения пучка; d_e — диаметр эквивалентного поперечного сечения; $S_0 = \pi d_0^2/4$ — площадь сечения пучка для пятна диаметром d_0, равного отношению длины волны источника излучения к параметру углового размера пучка; $E(S)$ — средняя площадь сечения; $E(S^2)$ — среднее значение квадрата площади сечения; S_e — эквивалентное поперечное сечение. Если S_e найдено, то можно изготовить перфорированный экран с монодисперсными круглыми отверстиями с указанным сечением, который даёт такое же ослабление и угловое искажение пучка, как и исследуемый экран.

Из выражения (1) следует, что эквивалентное сечение S_e зависит от отношения второго и первого моментов функции распределения по сечениям. Вместо обычных статистических моментов можно применять ненормированные моменты $E^{\Sigma}(S^k)$, которые отличаются от обычных отсутствием нормировки:

$$E^{\Sigma}(S^k) = \sum_i S_i^k, \text{ где } i = 1, 2, 3, ..., 144. \tag{2}$$

В дальнейшем эти моменты будем именовать ненормализованными. Физическим смыслом ненормализованного момента 1-го порядка $E^{\Sigma}(S)$ является пропускание перфорированного экрана. Через ненормализованные моменты можно выразить эквивалентное сечение S_e и количество эквивалентных сечений N_{21} как:

$$S_e = S_{21} = \frac{E^{\Sigma}(S^2)}{E^{\Sigma}(S)}, \quad N_{21} = \frac{E^{\Sigma}(S)}{S_e} = \frac{E^{\Sigma}(S)^2}{E^{\Sigma}(S^2)}, \tag{3}$$

где S_{21} представляет собой отношение ненормализованных моментов 2-го и 1-го порядков или эквивалентное сечение; N_{21} — число эквивалентных сечений, которыми можно упаковать $E^{\Sigma}(S)$. Соответствующие индексы указывают используемые порядки ненормализованных моментов. Таким образом, по пропусканию перфорированного экрана можно определить эквивалентное число отверстий. Обобщим выражения (3):

$$S_{k,k-1} = \frac{E^{\Sigma}(S^k)}{E^{\Sigma}(S^{k-1})}; \quad N_{k,k-1} = \frac{\left[E^{\Sigma}(S^{k-1})\right]^k}{\left[E^{\Sigma}(S^k)\right]^{k-1}}, \tag{4}$$

где k — порядок моментов. Из уравнений (4) следует, что параметры сечения частиц $S_{k,k-1}$ и количества частиц $N_{k,k-1}$ выражаются только через ненормализованные моменты $E^{\Sigma}(S^k)$.

В работе (Арумов и др., 2014) получены снимки сечений из 144 частиц. По этим данным вычислены ненормализованные моменты с 1-го по 4-й порядок (см. выражение (2)):

$$E^{\Sigma}(S) = 70\,130, \quad E^{\Sigma}(S^2) = 9{,}641 \cdot 10^7, \quad E^{\Sigma}(S^3) = 2{,}33 \cdot 10^{11}, \quad E^{\Sigma}(S^4) = 7{,}153 \cdot 10^{14}. \tag{5}$$

Эквивалентный экран можно упаковать круглыми монодисперсными пятнами с сечением S_{21} в количестве $N_{21} = 51$. Он создаст такое же пропускание и угловое искажение пучка, как и реальный экран. Тогда погрешность S_{21} можно оценить как $(N_{21})^{-1}$ (2 %). Она возникает из-за неточного покрытия площади $E^{\Sigma}(S) = 70\,130$ пикселей пятнами с сечениями 1371 пикселей. В *табл. 1* приведены параметры сечений и количество частиц из выражений (4), найденные по ненормализованным моментам.

Таблица 1. Площади $S_{k,k-1}$ и количество $N_{k,k-1}$ сечений для полученных изображений частиц

k	$S_{k,k-1}$, пиксели	$N_{k,k-1}$	$S_{k,k-1}N_{k,k-1}$, пиксели
2	1371	51	69921
3	2417	16	38672
4	3070	8	24560

Произведение $S_{k,k-1}N_{k,k-1}$ представляет собой суммарное сечение частиц, полученное с использованием ненормализованных моментов порядков k и k–1. Величины $S_{k,k-1}$ и $S_{k,k-1}N_{k,k-1}$ выражены через пиксели. С увеличением k суммарное сечение $S_{k,k-1}N_{k,k-1}$ уменьшается из-за снижения вклада малых сечений.

Из выражений (4) следует, что для сечений частиц S_{32} (см. *табл. 1* при $k = 3$) N_{32} приблизительно равно 16. Это позволяет определить погрешность расчёта S_{32}, которая составляет $1/N_{32} \approx 6$ %. Можно утверждать, что сечений с размерами более 2417 пикселей будет менее 16 из 144. В этом случае произведение $S_{32}N_{32}$ составит 38 672 пикселей, что существенно меньше суммарного сечения при $k = 2$. Использование $E^{\Sigma}(S^4)$ приводит к ещё большему уменьшению вклада малых сечений. Действительно, из выражений (4) следует, что для площади $S_{43} = E^{\Sigma}(S^4) \big/ E^{\Sigma}(S^3) = 3070$ пикселей $N_{43} = 8$. Погрешность расчёта S_{43} составляет 13 %, произведение $S_{43}N_{43}$ равно 24 560 пикселей (см. *табл. 1*). Из *табл. 1* следует быстрое увеличение $S_{k,k-1}$ с ростом порядка ненормализованного момента k с 1371 до 3017 пикселей. При этом количество $N_{k,k-1}$ уменьшается. Следовательно, вклад в пропускание перфорированного экрана со стороны больших сечений снижается. Параметру $S_{k,k-1}$ соответствует диапазон поперечных размеров частиц от 37 пикселей (116 мкм) до 55 пикселей (173 мкм). Разница в поперечных размерах составляет 50 %. Такой результат требует оценки ширины распределения частиц по сечениям.

Ненормализованные моменты высших порядков могут быть использованы для оценки ширины распределения частиц по сечениям. В качестве пробного следует выбирать логнормальное распределение. Выпишем основные выражения для логнормального распределения:

$$f(S) = \frac{1}{S\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(\ln S - \ln S_M)^2}{2\sigma^2}\right], \tag{6}$$

$$E(S^k) = S_M^k \exp\left(\frac{k^2\sigma^2}{2}\right), \ k = 1, 2, 3. \tag{7}$$

Здесь σ — параметр ширины распределения; S_M — параметр среднего, равный медиане распределения. Используя выражение (7) для выборки из 144 сечений, получаем параметры логнормального распределения $\sigma = 0{,}99$ (погрешность 12 %), $S_M = 315$ (погрешность 36 %). Эти результаты совпадают с соответствующими значениями, полученными из цифровых фотографий обычными статистическими методами обработки (Арумов и др., 2014). Следует обратить внимание на существенную разницу в сечениях S_M и S_{21}. Эквивалентное сечение S_{21} является измеряемым параметром. Его можно измерить по угловому размеру ореола вокруг пучка, по цифровым снимкам и по 3D-экранам (Арумов, Бухарин, 2018). Значение S_M определяется только после восстановления функции распределения. Следовательно, S_{21} является ключевым параметром, позволяющим смоделировать исследуемую рассеивающую среду.

Следует отметить принципиальные отличия логнормального распределения от Гауссова (Гудман, 1988). Так, например, сумма случайных величин, распределённых по логнормальному распределению, очень медленно стремиться к Гауссову распределению. Кроме того, наличие моментов распределения в общем случае не является достаточным для определения плотности логнормального распределения. Следовательно, не всегда из экспериментальных данных по отбору проб возможна корректная оценка параметров логнормального распределения. Тем не менее можно сделать предположение, что отношение ненормализованных моментов 2-го и 1-го порядков даст корректную оценку для эквивалентного сечения S_{21}.

Используем ненормализованные моменты для определения параметров другого распределения. Рассмотрим пример, в котором сечения пятен представляют собой арифметическую прогрессию ($S_1 = 30$, $S_2 = 60$, ..., $S_{144} = 4320$) с равномерным распределением. Параметрами этого распределения являются $\sigma = 1247$, $S_M = E(S) = 2160$. Выпишем значение ненормализованных моментов с 1 по 4:

$$E^{\Sigma}(S) = 3{,}13 \cdot 10^5, \quad E^{\Sigma}(S^2) = 9{,}05 \cdot 10^8, \quad E^{\Sigma}(S^3) = 2{,}94 \cdot 10^{12}, \quad E^{\Sigma}(S^4) = 1{,}02 \cdot 10^{16}.$$

В *табл. 2* приведены параметры сечений и числа частиц из выражений (4), которые найдены по ненормализованным моментам для равномерного распределения.

Использование ненормализованных моментов даёт оценку для эквивалентного сечения $S_{21} = 2880$ (погрешность 1 %). Применяя логнормальное распределение (6) в качестве пробного, получаем параметр ширины распределения $\sigma = 0{,}42$ (погрешность 11 %) и значение $S_M = 2218$ (погрешность 5 %). Отличие от точного значения для равномерного распределения $S_M = 2160$ составляет величину менее 3 %. При этом доверительные интервалы практически совпадают (Арумов, Бухарин, 2017).

Таблица 2. Площади $S_{k,k-1}$ и количество $N_{k,k-1}$ сечений для равномерного распределения

k	$S_{k,k-1}$, пиксели	$N_{k,k-1}$	$S_{k,k-1}N_{k,k-1}$, пиксели
2	2891	108	312 228
3	3249	85	276 165
4	3469	70	242 830

Отметим медленные изменения величин $S_{k,k-1}$ и $N_{k,k-1}$ в *табл. 2* с увеличением порядка k по сравнению с распределением в *табл. 1*. Параметру $S_{k,k-1}$ соответствует диапазон поперечных размеров частиц от 54 пикселей (168 мкм) до 59 пикселей (184 мкм). Разница в поперечных размерах не превышает 10 %. Это делает указанное распределение близким к распределению монодисперсных сечений. Таким образом, несмотря на то, что равномерное распределение характеризуется значительной шириной, ему можно сопоставить среду, состоящую из монодисперсных частиц с сечениями, равными S_{21}.

Рассмотрим случай монодисперсных частиц: $S_0 = S_1 = S_2 = S_3 = ... = S_k$, $k = N_0$. Тогда из (4) получим $S_{k,k-1} = S_0$ и $N_{k,k-1} = N_0$ для любого k. В случае распределения частиц, близкого к монодисперсному, $S_{21} \approx E(S)$. Такие же свойства имеют, например, распределение Пуассона и Гамма-распределение. Отсюда можно сделать вывод, что и для Гауссова распределения параметр S_{21} будет близок к значению среднего. Можно предположить, что максимальная скорость убывания $S_{k,k-1}N_{k,k-1}$ характерна только для логнормального распределения, так как ненормализованные моменты экспоненциально зависят от параметра ширины распределения σ (см. выражения (7)). Для большинства остальных распределений, имеющих статистические моменты, соответствующая скорость будет меньше. Поскольку эквивалентное сечение и параметры функции распределения по сечениям частиц определяются только из ненормализованных моментов до 4-го порядка включительно, указанные ненормализованные моменты могут быть использованы в качестве статистического кода рассеивающих частиц среды.

К дополнительным можно отнести параметры, связанные с изображениями частиц (пропускание перфорированного экрана, коэффициент линейного увеличения, разрешение снимка, контраст, объём выборки и т. д.). Следует отметить вероятную зависимость эквивалентного сечения от линейного увеличения оптической системы, формирующей изображения частиц. Для высокого коэффициента увеличения больший вклад могут давать частицы с малыми размерами. Такая ситуация может быть актуальной для бимодальных распределений.

Указанный статистический код из набора четырёх чисел можно использовать для идентификации источника происхождения аэрозоля (рассеивающей частицы). Так, например, для описания функции распределения частиц по размерам от 0,1 до 1 мкм природного аэрозоля используется распределение Юнге (Седунов, 1991). Модифицированное гамма-распределение применяется при описании аэрозоля конденсационного происхождения. Статистический код в этом случае даст характеристики, близкие к распределению монодисперсных частиц, так как параметры сечений $S_{k,k-1}$ будут практически одинаковы. Логнормальное распределение используется для аэрозоля дисперсного происхождения, например почвенного аэрозоля с размером от 0,5 до 10 мкм. В этом случае статистический код до 4-го порядка позволит восстановить параметры распределения. Для указанных распределений открывается возможность использования эквивалентного сечения S_{21} с последующим описанием микрофизических свойств с помощью статистического кода. По эквивалентному сечению можно производить измерения концентрации частиц внутри рассеивающего слоя. Если рассеивающая среда пространственно неоднородна, но состоит из частиц с заданным статистическим кодом, то появляются новые возможности для решения лидарного уравнения. Для этого необходимо связать коэффициент обратного рассеяния с пропусканием для зондируемого слоя.

Следует обратить внимание на технические особенности зондирования при использовании эквивалентной рассеивающей среды. Например, для известного эквивалентного сечения частиц и заданной концентрации можно найти угловую трансформацию зондирующего пучка в рассеивающей среде. В однородной среде угловой размер пучка будет увеличиваться пропорционально квадрату зондируемой дистанции (Исимару, 1981).

В работе (Bukharin, 2007) продемонстрирована зависимость трансформации функции размытия точки для приёмного канала от поперечного сечения частиц. Для дальнейшей проверки метода необходимо создание комбинированных лидарных систем, позволяющих измерять коэффициенты обратного рассеяния, экстинкции и угловые параметры пучка. Способы построения таких систем и сопоставления указанных коэффициентов ненормализованным моментам, найденным по сечениям частиц, являются предметом для дальнейших исследований.

Выводы

Ненормализованные моменты до 4-го порядка включительно предложены в качестве статистического кода частиц рассеивающей среды. Обосновано, что указанный набор ненормализованных моментов содержит информацию об эквивалентном сечении частицы и ширине функции распределения частиц по сечениям. Ненормализованные моменты 1-го и 2-го порядка могут быть измерены как по цифровым снимкам, так и оптическими методами. Ненормализованный момент 1-го порядка представляет собой пропускание перфорированного экрана и может быть найден по суммарному сечению частиц на снимке. Ненормализованный момент 2-го порядка определяется по цифровым снимкам и по угловому размеру ореола рассеяния распространяющегося в среде пучка. Ненормализованные моменты высших порядков могут быть измерены по цифровым снимкам и с помощью 3D-экранов. Разработанный метод ненормализованных моментов можно применять как при моделировании монодисперсной среды, так и для метрологического обеспечения сценариев измерений. Кроме того, набор из этих моментов может быть использован для классификации аэрозоля для заданных источников, а также для моделирования угловой трансформации светового пучка в рассеивающей среде.

Литература

1. *Арумов Г. П.*, *Бухарин А. В.* Использование ненормализованных моментов для определения статистических параметров несферических частиц по их изображениям // Измерительная техника. 2017. № 11. С. 22–26.
2. *Арумов Г. П.*, *Бухарин А. В.* Трёхмерные экраны для измерения ненормализованных моментов // Измерительная техника. 2018. № 9. С. 44–48.
3. *Арумов Г. П.*, *Бухарин А. В.*, *Тюрин А. В.* Использование статистически неоднородных экранов в задаче калибровки лидара по параметрам изображений частиц для приземного слоя атмосферы // Измерительная техника. 2014. № 3. С. 36–40.
4. *Гудман Дж.* Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 527 с.
5. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование. М.: Мир, 1981. Т. 2. 317 с.
6. *Седунов Ю. С.* Атмосфера: Справочник. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 508 с.
7. *Bukharin A. V.* Method for measurement of beam lateral distortions with two-position sensing schemes // Physics of Vibrations. 2001. V. 9. No. 4. P. 246–255.
8. *Bukharin A. V.* Experimental Validation of the Scenario of the Object Microstructure Determination Using a Two-Position Lidar System: a Screen with Random Transmittance Modulation // Physics of Wave Phenomena. 2007. V. 15. No. 3. P. 191–200.
9. *Bukharin A. V.* Boundary Diffraction Waves and the Effective Size of the Inhomogeneities of the Scattering Object // Physics of Wave Phenomena. 2010. V. 18. No. 1. P. 23–26.

10. *Collis R. T. H.* Lidar // Applied Optics. 1970. V. 9. No. 8. P. 1782–1788.
11. *Glenn K. Y.* Retrieval of stratospheric aerosol size distributions and integral properties from simulated lidar backscatter measurements // Applied Optics. 2000. V. 39. No. 30. P. 5446–5455.
12. *Paramesvaran K.*, *Rose K. O.*, *Krishna Murthy B. V.* Relationship between backscattering and extinction coefficients of aerosols with application to turbid atmosphere // Applied Optics. 1991. V. 30. No. 21. P. 3059–3071.
13. *Sassen K.*, *Dodd G. C.* Lidar crossover function and misalignment effects // Applied Optics. 1982. V. 21. No. 17. P. 3162–3165.
14. *Veslovskii I.*, *Kolgotin A.*, *Griaznov V.*, *Muller D.*, *Wandinger U.*, *Whiteman D. N.* Inversion with regularization for the retrieval of tropospheric aerosol parameters from multiwavelength lidar sounding // Applied Optics. 2002. V. 41. No. 18. P 3685–3699.

Unnormalized moments in the problem of identifying scattering particles by cross sections

G. P. Arumov, A. V. Bukharin

Space Research Institute RAS, Moscow 117997, Russia
E-mail: tumbul@iki.rssi.ru

It is proposed to use unnormalized moments up to the fourth order as the statistical code of the aerosol source. The unnormalized moment of the first order is the transmission of the perforated screen and can be found from the total cross section of the particles in the image. The second-order unnormalized moment can be found from digital images and from the angular size of the scattering halo propagating in the beam. Unnormalized moments of higher orders can be measured by digital images and using 3d screens. The ratio of unnormalized moments of the second and first order gives the equivalent cross section of the particles. The number of sections is determined by the ratio of the square of the unnormalized moment of the first order to the unnormalized moment of the second order. It makes possible to simulate an equivalent medium for which the parameters of attenuation and lateral distortion of the beam are the same as those of the medium under study. The use of the developed method for the Poisson distributions, the Gamma distribution and the normal distribution leads to the fact that these distributions have properties similar in their parameters to monodisperse sections. On the example of a uniform distribution, a weak dependence of the equivalent cross section on the width of the distribution function of particle images over cross sections is shown. Using a statistical code allows to simulate the angular size of the beam in a scattering medium. The prospect of creating a probing system that is configured to the specified optical and geometrical parameters of the scattering medium appears. This possibility will allow to increase the measurement accuracy of the basic parameters of the scattering medium (extinction and backscatter coefficients). The developed method can be used to simulate the distribution function of scattering particles over sections and transmission and backscatter coefficients. In addition, the statistical code can be used to identify the aerosol from specified sources.

Keywords: unnormalized moment, cross-section, nonspherical particles, perforated screen, scattering medium, 3d screen, statistical code

Accepted: 07.12.2018
DOI: 10.21046/2070-7401-2019-16-1-72-79

References

1. Arumov G. P., Bukharin A. V., Ispol’zovanie nenormalizovannykh momentov dlya opredeleniya statisticheskikh parametrov nesfericheskikh chastits po ikh izobrazheniyam (Using unnormalized moments to determine the statistical parameters of non-spherical particles based on their images), *Izmeritel’naya tekhnika*, 2017, No. 11, pp. 22–26.

2. Arumov G. P., Bukharin A. V., Trekhmernye ekrany dlya izmereniya nenormalizovannykh momentov (Three-dimensional screens for measuring unnormalized moments), *Izmeritel'naya tekhnika*, 2018, No. 9, pp. 44–48.
3. Arumov G. P., Bukharin A. V., Tyurin A. V., Ispol'zovanie statisticheski neodnorodnykh ekranov v zadache kalibrovki lidara po parametram izobrazhenii chastits dlya prizemnogo sloya atmosfery (Use of statistically inhomogeneous screens in calibration of lidar from the parameters of images of particles for the bottom layer of the atmosphere), *Izmeritel'naya tekhnika*, 2014, No. 3, pp. 36–40.
4. Gudman Dzh., *Statisticheskaya optika* (Statistical Optics), Moscow: Mir, 1988, 527 p.
5. Isimaru A., *Rasprostranenie i rasseyanie voln v sluchaino neodnorodnykh sredakh. Mnogokratnoe rasseyanie, turbulentnost'*, *sherokhovatye poverkhnosti i distantsionnoe zondirovanie* (Wave Propagation and Scattering in Random Media. Multiple Scattering, Turbulence, Rough Surface, and Remote Sensing), Moscow: Mir, 1981, Vol. 2, 317 p.
6. Sedunov Yu. S., *Atmosfera: Spravochnik* (Atmosphere. Handbook), Leningrad: Gidrometeoizdat, 1991, 508 p.
7. Bukharin A. V., Method for measurement of beam lateral distortions with two-position sensing schemes, *Physics of Vibrations*, 2001, Vol. 9, No. 4, pp. 246–255.
8. Bukharin A. V., Experimental Validation of the Scenario of the Object Microstructure Determination Using a Two-Position Lidar System: a Screen with Random Transmittance Modulation, *Physics of Wave Phenomena*, 2007, Vol. 15, No. 3, pp. 191–200.
9. Bukharin A. V., Boundary Diffraction Waves and the Effective Size of the Inhomogeneities of the Scattering Object, *Physics of Wave Phenomena*, 2010, Vol. 18, No. 1, pp. 23–26.
10. Collis R. T. H., Lidar, *Applied Optics*, 1970, Vol. 9, No. 8, pp. 1782–1788.
11. Glenn K. Y., Retrieval of stratospheric aerosol size distributions and integral properties from simulated lidar backscatter measurements, *Applied Optics*, 2000, Vol. 39, No. 30, pp. 5446–5455.
12. Paramesvaran K., Rose K. O., Krishna Murthy B. V., Relationship between backscattering and extinction coefficients of aerosols with application to turbid atmosphere, *Applied Optics*, 1991, Vol. 30, No. 21, pp. 3059–3071.
13. Sassen K., Dodd G. C., Lidar crossover function and misalignment effects, *Applied Optics*, 1982, Vol. 21, No. 17, pp. 3162–3165.
14. Veslovskii I., Kolgotin A., Griaznov V., Muller D., Wandinger U., Whiteman D. N., Inversion with regularization for the retrieval of tropospheric aerosol parameters from multiwavelength lidar sounding, *Applied Optics*, 2002, Vol. 41, No. 18, pp. 3685–3699.