Одиннадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 27 — 30 июня 2011 г.

УДК 551.501.793

Г. П. Арумов, А. В. Бухарин

Институт космических исследований РАН, Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, дом 84/32, E-mail: tumbul@iki.rssi.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГРАНИЧНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ВОЛН ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ РАССЕИВАЮЩЕГО ОБЪЕКТА

Предложен способ измерения углового размера ореола от граничных дифракционных волн не использующий двухпозиционных схем. Для случайного пропускающего экрана (СПЭ) получена связь угловых искажений пучка с распределением неоднородностей по размерам. Эффективный размер неоднородностей выражен через отношение моментов четвертого и второго порядков для соответствующей функции распределения. Обоснован способ оценки достоверности измеряемого эффективного размера неоднородностей реальному экрану. Основу этого способа составляет равенство углового размера ореола для модельного и реального рассеивающих объектов.

ЛИДАР, ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ, ДВУХПОЗИЦИОННАЯ СХЕМА, ДИФРАКЦИЯ, ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ, ОРЕОЛ, РАССЕИВАЮЩИЙ ОБЪЕКТ, ПРОПУСКАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Области применения лидара для исследования микроструктуры рассеивающего слоя являются уникальными и требуют значительного объема априорных допущений об исследуемом объекте. Основная причина сложившегося положения заключается в том, что восстановленная микроструктура слоя является решением обратной некорректной задачи. Очевидно, что область применения лидаров существенно расширится, если для восстановления микроструктуры среды не потребуется решать обратную задачу. В качестве одной из таких возможностей предлагается определить эффективный размер рассеивающих неоднородностей. Наличие такого параметра позволит связать основные измеряемые коэффициенты (коэффициент обратного рассеяния, коэффициент экстинкции) с концентрацией рассеивающих центров. Появляются перспективы для оценки достоверности микрофизических параметров восстановленного рассевающего объекта. Такое направление позволит ввести индикатор непосредственно связанный с размерами рассеивающих неоднородностей. В качестве него мы предлагаем использовать угловой размер ореола рассеяния. В приближении плоской волны угловой размер ореола от отверстия обратно пропорционален диаметру этого отверстия. Отметим, что в такой формулировке у задач дистанционного зондирования появляются новые особенности. В частности, поскольку угловой размер ореола от отверстия является измеримой величиной, то существует оптимальная постановка эксперимента. Появляется возможность непосредственного прямого измерения эффективного размера неоднородностей, составляющих рассеивающий объект и распределенных по некоторому закону. Возникает вопрос о физическом смысле эффективного размера неоднородностей. Этот вопрос является предметом обсуждения в данной работе. Отметим, что в рамках существующих подходов вводятся различные способы определения параметра размера частиц [1]. Для моделирования в основном используются первый и второй моменты для функции распределения по размерам. Однако, все эти параметры имеют лишь косвенную связь с измеряемыми коэффициентами.

ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ЭФФЕКТИВНОГО РАЗМЕРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Пусть приемный канал имеет поле зрения φ_0. Расстояние до источника излучения z. В качестве источника излучения мы будем рассматривать точечный источник и однородную светящуюся плоскость. Такая плоскость создается освещением некоторой диффузно рассеивающей поверхности. Перед приемным каналом устанавливаем случайный пропускающий экран (СПЭ). Этот экран представляет собой непрозрачную плоскость со случайно нанесенными на ней круглыми отверстиями одинакового размера. Ранее [2 – 3] было показано, что при пересечении СПЭ поле зрения увеличивается и для его моделирования предложено выражение

$$z_g^{-2}=p/z^2+(1-p)/z_h^2, \qquad (1)$$

где z – реальная дистанция между точечным источником и приемным каналом, p – коэффициент пропускания СПЭ, z_g – параметр дистанции, который определяется по искажению поля зрения при наличии СПЭ. Например, если при установке СПЭ перед приемным каналом сигнал от точечного источника уменьшается в 4 раза, то поле зрения увеличилось в два раза. Такое же уменьшение сигнала можно получить, если убрать СПЭ и увеличить расстояние между источником и приемным каналом в два раза с z до $z_g = 2z$.

Геометрию поля зрения и зондирующего пучка, сформированного входной апертурой приемного канала, можно описывать с помощью одной и той же функцией размытия точки, если источник света и приемник являются точечными. Следовательно (1) применимо как для поля зрения, так и для зондирующего пучка. Это позволяет нам утверждать, что при наличии рассеивающего объекта геометрия ореола для поля зрения повторяет геометрию ореола для зондирующего пучка, сформированного входной апертурой приемного канала. Этот вывод мы будем использовать в дальнейшем изложении.

В выражении (1) первое слагаемое определяет геометрически неискаженную часть излучения, пересекающего СПЭ. Второе слагаемое определяет геометрию ореола, который формируется границами отверстий СПЭ (граничная дифракционная волна). Отметим, что в (1) единственным неизвестным является только z_h. Определение z_h посредством локальной калибровки с использованием точечного источника представлено в [3].

Рассмотрим другой способ определения z_h. Пусть сигналы от точечного источника при наличии СПЭ и без него составляют n_{pr} и n_p соответственно. Отношение этих сигналов составит

$$n_{pr}/n_p = p_g. \qquad (2)$$

Здесь p_g – вероятность пропускания СПЭ с учетом искажения геометрии поля зрения. В дальнейшем величину p_g будем называть когерентным пропусканием.

Аналогично рассмотрим однородную светящуюся плоскость. Приемным каналом измеряем два сигнала от этой плоскости при наличии СПЭ n_{sr} и без него n_s. Отношение этих сигналов составит:

$$n_{sr}/n_s=p. \qquad (3)$$

В дальнейшем вероятность p будем называть некогерентным пропусканием [1].

Вероятность p_g меньше p за счет эффективного увеличения поля зрения приемного канала. Если величина z_g измерена, то справедливо выражение:

$$\frac{p}{z_g^2} = \frac{p_g}{z^2}\,. \qquad (4)$$

Из (1) с учетом (4) получаем следующее выражение для z_h:

$$g_h = \frac{z_h}{z} = \sqrt{\frac{(1-p)p}{p_g - p^2}}\,. \tag{5}$$

Здесь параметр g_h определяет во сколько раз угловой размер ореола вокруг поля зрения больше углового размера самого поля зрения. Выражение (5) предполагает другой боле наглядный способ измерения углового размера ореола, не использующего локальных калибровок. В [4] было экспериментально обосновано, что этот параметр линейно связан с величиной d^{-1}, где d – диаметр пятна. Следовательно, можно найти полный угол дифракции от плоской волны φ_d на одном отверстии из выражения:

$$\varphi_d = (g_h - 1)\varphi_0, \tag{6}$$

здесь φ_0 – угловой размер поля зрения.

Этот угол связан с диаметром пятен d на СПЭ:

$$d = d_0\, \varphi_0/\varphi_d, \text{ где } d_0 = C_3\, \lambda/\varphi_0, \tag{7}$$

здесь C_3 – калибровочный коэффициент, λ – длина волны, d_0 – параметр приемного канала. Ниже показано, что параметр d_0 задает оптимальную геометрию измерений диаметра пятен d.

Рассмотрим СПЭ с отверстиями разных размеров. Эти отверстия распределены случайным образом на непрозрачном экране. Пусть для этого экрана выполняется приближение:

$$p \ll 1. \tag{8}$$

Этот тип экрана наиболее удобен для дальнейшего анализа, так как для него первым слагаемым в правой части (1) можно пренебречь. В этом случае получаем $z_g = z_h$. Следовательно, геометрические искажения поля зрения можно измерить с максимальной точностью. Если бы взять экран с непрозрачными пятнами вместо отверстий на прозрачном фоне, то первое слагаемое в правой части (1) будет существенно больше второго, и искажения поля зрения будут пренебрежимо малы. Этот негатив, является аналогом фотографии рассевающих частиц на некоторой прозрачной подложке. Наша задача для рассматриваемого СПЭ заключается в определении эффективного размера отверстий.

Выражение (4) можно использовать как для одного отверстия, так и для произвольного количества отверстий. Для произвольного количества отверстий выражение (4) выглядит следующим образом:

$$\sum_{i=1}^{N} \frac{p_{gi}}{z^2} = \sum_{i=1}^{N} \frac{p_i}{z_{gi}^2}\,. \tag{9}$$

Здесь p_i – некогерентное пропускание от отверстия с номером i, z_{gi} – угловой параметр искажения поля зрения, которое дает отверстие с номером i, p_{gi} – когерентное пропускание от отверстия с номером i, z – расстояние между приемным каналом и источником. Из выражения (9) следует физический смысл эффективного значения z_g для СПЭ с отверстиями разных размеров:

$$\frac{1}{z_g^2} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N} p_i} \sum_{i=1}^{N} \frac{p_i}{z_{gi}^2}\,. \tag{10}$$

Здесь z_g – параметр эффективного искажения поля зрения от СПЭ с отверстиями различных размеров. Если отверстия одинаковых размеров, то (10) переходит в (4). Отметим, что в (10) неудобно использовать когерентное пропускание p_{gi}, так как этот параметр зависит от углового размера поля зрения.

Поскольку в приближении (8) с достаточно высокой точностью выполняется равенство $z_g = z_h$, то для (10) будем иметь:

$$\frac{1}{z_h^2} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N} p_i} \sum_{i=1}^{N} \frac{p_i}{z_{hi}^2}. \tag{11}$$

Учитывая, что экран представляет собой непрозрачные участки *(p = 0)* и прозрачные участки внутри отверстий *(p =* 1*)* для вероятности p_i будем иметь

$$p_i = d_i^2/d_{ap}^2. \tag{12}$$

здесь d_i – диаметр отверстия, d_{ap} – диаметр входной апертуры приемного канала. С учетом (6, 7) и (12) для z_{hi} имеем

$$\frac{1}{z_{hi}^2} = \frac{1}{g_{hi}^2 z^2} = \frac{1}{(1 + d_0/d_i)^2 z^2}. \tag{13}$$

Из (11) с учетом (12) и (13) получаем:

$$\frac{z^2}{z_h^2} = \frac{1}{\langle d^2 \rangle} \langle \frac{d^4}{(d + d_0)^2} \rangle. \tag{14}$$

Выражение (14), по-видимому, впервые дает прямую связь углового размера ореола с распределением пятен по размерам некоторого СПЭ. В случае если $d_1 = d_2 = \ldots = d_i = d$, то (14) преобразуется к виду

$$\frac{z_h}{z} = 1 + \frac{d_0}{d}. \tag{15}$$

Рассмотрим два предельных случая. Пусть для диаметров отверстий выполняется приближение:

$$d_i \ll d_0. \tag{16}$$

Тогда с достаточной степенью точности выполняется равенство:

$$\frac{z}{z_h} = \frac{d_{ef}}{d_0} \langle\langle 1, \text{ где } \quad d_{ef}^2 = \frac{\langle d^4 \rangle}{\langle d^2 \rangle}, \tag{17}$$

в этом случае эффективный размер частиц d_{ef} не зависит от геометрии эксперимента. Геометрия эксперимента определяет точность измерения эффективного размера пятен. Удобство (17) заключается в использовании только диаметров отверстий экрана. Однако, соответствующее приближение (16) не оптимально для измерений приемным каналом и поэтому не может быть выбрано в качестве эффективного диаметра пятен.

Выражение (17) представляет собой в явном виде отношение четвертого и второго моментов для функции распределения пятен по диаметрам. В случае, когда диаметры пятен распределены по гауссову закону, моменты в (17) всегда существуют. Если диаметры пятен распределены по закону Коши, то соответствующие моменты расходятся. В этом случае эффективный диаметр неоднородностей бесконечно большой. Однако, подчеркнем, что указанные случаи представляют собой теоретические пределы, поскольку в реальных ситуациях число пятен, которые находятся в поле зрения приемного канала или которые пересекает зондирующий пучок, всегда конечно. Следовательно, всегда существует конечный диапазон, в котором функция распределения по диаметрам отлична от нуля.

Другой предельный случай соответствует приближению

$$d_i \gg d_0. \tag{18}$$

В этом случае из (14) получим

$$\frac{z^2}{z_h^2} = 1. \tag{19}$$

Измерение микроструктуры СПЭ невозможно, поскольку пятна больших размеров практически не дают вклада в искажение поля зрения.

В общем случае эффективный диаметр неоднородностей d_{ef} можно найти, если вместо отношения расстояний z/z_h из (15) подставить в (14)

$$d_{ef}^{-1} = d_x^{-1} - d_0^{-1}, \text{ где} \tag{20}$$

$$d_x = d_0 \frac{z}{z_h} = d_0 \sqrt{\frac{1}{\langle d^2 \rangle} \langle \frac{d^4}{(d+d_0)^2} \rangle}.$$

Выражение (20) включает в себя оптимальную настройку приемного канала заданному СПЭ. Отметим, что (20) дает прямую связь между параметрами микроструктуры СПЭ и угловым размером ореола, который можно найти по искажению поля зрения. Следовательно, это выражение можно считать определением эффективного диаметра пятен.

Пример. Пусть для приемного канала d_0 = 0,6 мм см. (7). СПЭ представляет собой экран с тремя отверстиями d_1 = 0,3 мм, d_2 = 0,6 мм и d_3 = 0,9 мм. Тогда из (17) находим эффективный диаметр пятен $d_{ef}(1)$ = 0,79 мм. Угловое искажение поля зрения составит $z_h/z = 1{,}8$, согласно (14). Соответствующая величина в приближении плоской волны составит $g_h - 1 = 0{,}8$ согласно (6). Следовательно, для заданного экрана угловой размер ореола приблизительно равен угловому размеру поля зрения и для данного СПЭ приемный канал настроен оптимально. Согласно (20), измеряемый эффективный диаметр пятен составит $d_{ef}(2)$ = 0,76 мм. Таким образом, эффективные диаметры отверстий, полученные в результате расчетов из выражений (17) и (20) дают близкие результаты. Следовательно, формула (20) применима для расчета d_{ef}. Отметим, что вклад отверстия с диаметров 0,3 мм мал. Следовательно, для этого диаметра приемный канал настроен не оптимально.

В общем случае оба выражения (17) и (20) применимы для определения эффективного диаметра пятен. Однако, (17) удобно использовать, если иметь цифровое изображение экрана. Тогда применяя программы обработки изображения можно вычислить отношение (17), найдя d_i для всех участков экрана. Выражение (20) позволяет произвести прямые измерения эффективного диаметра пятен без использования цифрового изображения экрана. Для этого достаточно определить угловой параметр ореола g_h (5).

Рассмотрим общий подход к исследованию рассеивающего объекта. Эффективный размер неоднородности рассчитываем из (17) или (20). Угловой размер ореола находим из (14). На последнем этапе сравниваем найденный путем расчетов эффективный размер ореола с экспериментальным значением. Разница межу ними дает погрешность оценки соответствия модели реальному рассеивающему объекту.

Отметим, что в указанном анализе предполагается, что пятна равномерно распределены по поверхности СПЭ. При этом достаточно редки случаи, когда расстояние между границами пятен меньше диаметра пятна. Отметим, что при больших значениях некогерентного пропускания p выражение (7) может не выполняться, так как φ_d будет определяться расстоянием между границами отверстий, а не диаметрами самих отверстий. Это связано с проявлением эффектов интерференции граничных волн. В частности, такого эффекта можно ожидать, например, когда непрозрачный экран разделен на квадраты, внутри которых вписаны отверстия одинакового радиуса. Тогда коэффициент пропускания $p = \pi/4$. Для такого экрана расстояние между краями отверстий существенно меньше диаметра отверстий. Следовательно, для случайного расположения пятен необходимо выполнение условия $p \ll \pi/4$. Такой же эффект возможен при периодичном расположении отверстий на поверхности экрана. Можно ожидать, что для применимости перехода от (10) к (11) необходимо выполнение равенств

$$\frac{\max p_i}{z^2} \ll \frac{1-p_i}{z_{hi}^2} \text{ и } \sum_{i=1}^{N} p_i \ll \frac{\pi}{4}. \tag{21}$$

Для рассматриваемых СПЭ (21) практически всегда выполняется. Например, если приемный канал имеет входную апертуру d_a = 14 мм, а отверстие d = 1 мм, то из (12) получаем p_i = 1/200. Для всех рассмотренных ранее экранов суммарное некогерентное пропускание не превышало 0,25.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что эффективный размер неоднородностей (в данном случае круглых отверстий СПЭ) можно найти либо по искажению поля зрения, либо по искажению пучка, прошедшего через рассеивающий объект. В качестве эффективного диаметра пятен СПЭ d_{ef} предложено использовать выражение (20). В предельном случае пятен малых размеров (16) выражение (20) упрощается и переходит в (17). Это выражение представляет собой отношение моментов четвертого и второго порядков. Поскольку в поле зрения приемного канала количество неоднородностей всегда конечно, то указанное выше отношение моментов всегда существует. Отметим, что d_{ef} величина, полученная в процессе прямых измерений. Следовательно, предложенный метод не использует методов решения некорректной обратной задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mc Cartney E. J.** Optics of the atmosphere scattering by molecules and Particles. N. Y.: Wiley, 1977.
2. **Bukharin A.V.** Two-position Scheme Applied for Determination of Microphysical Properties of Random Transmitting Screen // Physics of Vibrations, 2002, Vol. 10, N 3, pp 177-184.
3. **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, N 3, pp 191-200.
4. **Bukharin A.V.** Refinement of the Method for Determination of the Angular Size of the halo from the Plane Wave Passed Through a statistically Inhomogeneous Screen // Physics of Wave Phenomena, 2008, Vol. 16, N 4, pp 312-316.

G. P. Arumov, A. V. Bukharin

Space Research Institute, Russian Academy of Science, Russia, 117997, Moscow, Profsoyuznaya ul. 81/32, E-mail: tumbul@iki.rssi.ru

BOUNDARY DIFFRACTION WAVE APPLIED FOR DETERMINATION OF THE INHOMOGENETEIS SIZE

A method for measuring the angular size of the halo from boundary diffraction waves without using two-position schemes is proposed. The relationship between the angular distortions of the beam and the size distribution of inhomogeneities is derived for a random transmitting screen. The effective size of inhomogeneities is expressed in terms of the ratio between the fourth-order and second-order moments of the distribution function.

LIDAR, REMOTE SENSING, TWO-POSITION SCHEME, DIFFRACTION DISTRIBUTION FUNCTION, HALO, SCATTERING OBJECT, TRANSMISSION