

Учет влияния крупномасштабных атмосферных неоднородностей в задаче распространения лазерного излучения на протяженных высотных трассах

В.В. Колосов¹, В.В. Дудоров¹, Г.А. Филимонов¹,
А.С. Панина¹, М.А. Воронцов^{2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1, Россия

²University of Dayton, 300 College Park, Dayton, OH 45469, USA

Поступила в редакцию 20.08.2012 г.

Показано, что крупномасштабные неоднородности атмосферы, наблюдаемые в экспериментах, могут оказывать существенное влияние на распространение оптического излучения на протяженных трассах. Продemonстрировано, что учет этого влияния в рамках классической модели турбулентности невозможен. Представлен алгоритм численного моделирования распространения лазерных пучков на протяженных слабонаклонных атмосферных трассах с крупномасштабными неоднородностями среды, в рамках которого наряду с искажениями пучка на мелкомасштабных неоднородностях и его регулярной рефракции в вертикальной плоскости возможно учесть рефракцию и фокусировку пучка на крупномасштабных неоднородностях.

Ключевые слова: неоднородная атмосфера, неколмогоровская турбулентность, распространение лазерного излучения; inhomogeneous atmosphere, non-Kolmogorov turbulence, laser beam propagation.

Введение

Растущий интерес к разработке оптических систем, способных эффективно работать в атмосфере на больших расстояниях (свыше 100 км) в различных атмосферных условиях, обусловлен бурным развитием беспроводной оптической связи, дистанционного зондирования, активного и пассивного наблюдения, сопровождения и распознавания целей, а также задачами транспортировки оптической энергии на удаленные объекты. При распространении оптических волн в атмосфере на большие расстояния турбулентные искажения могут привести к значительным изменениям характеристик принимаемой волны и таким образом существенно повлиять на эффективность работы оптических систем.

Влияние турбулентности при распространении лазерного излучения на атмосферных трассах, как правило, связывают с флуктуациями интенсивности излучения, блужданием и уширением лазерного пучка, пространственно неоднородными искажениями изображений, образованием сингулярностей (точек ветвления) фазового фронта волны и т.д. [1–4].

В настоящее время анализ влияния атмосферной турбулентности основан на теоретических и чис-

ленных моделях, полученных на основе классической теории турбулентности Колмогорова–Обухова [5–8], разработанной в 1940–1960-х гг. Эта теория была многократно подтверждена рядом различных атмосферных экспериментов. Большинство из этих экспериментов было проведено на относительно коротких атмосферных трассах (длиной не более нескольких километров [9–12]).

Последнее десятилетие все больше исследователей приходят к выводу, что расширение классической модели турбулентности Колмогорова–Обухова для анализа влияния атмосферной турбулентности на распространение оптических волн на большие расстояния является необоснованным. Достаточно большое число экспериментов на протяженных трассах [13–20] указывает на существенные отклонения результатов от данной модели.

Одной из причин данного отклонения может быть то, что в рамках классической модели не учитываются крупномасштабные (сравнимые с дистанцией распространения излучения) неоднородности атмосферы. Появление таких неоднородностей обусловлено динамикой крупномасштабных воздушных потоков, ведущих к образованию неоднородных слоев атмосферы с большим разнообразием когерентных структур, включая гравитационные волны, ячейки Бенара, струйные и стратифицированные течения и другие нестабильности атмосферы, вызывающие нестационарные рефракционные эффекты.

* Валерий Викторович Колосов (kvv@iao.ru); Вадим Витальевич Дудоров (dvv@iao.ru); Григорий Алексеевич Филимонов (fga@iao.ru); Анна Сергеевна Панина (magnet@sibmail.com); Михаил Алексеевич Воронцов (mikhail@optonicus.com).

В настоящей статье показано, что крупномасштабные неоднородности атмосферы, наблюдаемые в экспериментах, могут оказывать существенное влияние на распространение излучения. Также продемонстрировано, что учет этого влияния в рамках классической модели турбулентности невозможен.

Характеристика модельных и измеренных неоднородностей показателя преломления атмосферы

Рассмотрим распространение лазерного излучения на слабонаклонных высотных (10–30 км) трассах протяженностью 100–500 км. Стандартный подход к решению задачи распространения оптического излучения в неоднородной атмосфере сводится к учету двух эффектов: турбулентности (искажению пучка на случайных неоднородностях) и регулярной рефракции (смещению пучка как целого). Как правило, такие задачи исследуются численными методами, в рамках которых турбулентность моделируется в виде последовательности фазовых экранов. Дисперсия флуктуаций фазы экранов определяется значениями структурной характеристики показателя преломления C_n^2 на заданных высотах. При этом ограничение поперечного размера фазовых экранов, задаваемых на конечной расчетной сетке, соответственно ограничивает размер атмосферных неоднородностей (до нескольких десятков метров), учитываемых при моделировании традиционными методами. Использование турбулентных экранов с внешним масштабом больше размера экрана [21–23], как будет показано далее, также не позволяет учесть влияние крупномасштабных неоднородностей, присутствующих в реальной атмосфере. Для масштабов, существенно превышающих поперечный размер пучка, учитывается лишь усредненное изменение плотности воздуха с высотой. При этом полагается, что данная неоднородность плотности воздуха приводит к регулярной рефракции излучения (вертикальному смещению пучка), не вызывая других искажений пучка.

Для расчета регулярной рефракции можно использовать различные модели высотного распределения плотности воздуха [24, 25]. Достаточно часто используется модель Международной стандартной атмосферы (МСА) – гипотетическое вертикальное распределение плотности воздуха в атмосфере Земли, которое по международному соглашению представляет среднегодовое и среднеширотное состояние [26].

Профиль плотности воздуха в модели МСА не является линейной функцией высоты. То есть кроме отличного от нуля градиента показателя преломления он обеспечивает и отличные от нуля вторые производные показателя преломления. Следовательно, в пределах поперечного размера пучка присутствует не только линейная, но и квадратичная неоднородность показателя преломления, вызывающая фокусировку или дефокусировку излучения.

В нелинейной оптике для характеристики фокусирующего (дефокусирующего) действия неоднородной среды используется длина рефракции L_R (по аналогии с длиной дифракции). Длина рефракции определяет дистанцию, на которой квадратичная неоднородность показателя преломления приводит к заметной фокусировке или дефокусировке пучка. Данная длина связана со второй производной показателя преломления $n_2 = d^2n/dR^2$ следующим выражением:

$$L_R = \frac{1}{\sqrt{|d^2n|}} = \frac{1}{n_2^{1/2}}, \quad (1)$$

где R – координата в плоскости, перпендикулярной оси распространения пучка.

Расчет длины рефракции для распределения плотности воздуха, соответствующего модели МСА, на различных высотах (см. ниже, знак минус означает фокусировку) проводился с использованием следующего соотношения между возмущениями показателя преломления n' и плотности воздуха ρ' : $n' = G\rho'$, где G – постоянная Гладстона–Дейла. Для воздуха при температуре 288 К и давлении 0,1013 МПа данная постоянная для света с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм составляет $0,226 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$.

H , м	L_R , км
3 000	780,6
10 000	964,3
11 000	–559,1
12 000	763,9
15 000	968,3
20 000	1 379,6
25 000	2 094,5

Видно, что на высоте 11 км формируется фокусирующий канал с характерной длиной рефракции (длиной фокусировки) 559,1 км. То есть даже для максимально сглаженной модели вертикального распределения плотности величина длины рефракции становится соизмерима с дистанцией распространения. При использовании других моделей распределения плотности, например летней или зимней модели средних широт, длина рефракции принимает еще меньшие значения.

Отметим, что используемые модельные распределения плотности воздуха неоднородны только в вертикальном направлении и соответственно не проявляются в изменении горизонтального размера пучка. Однако очевидно, что реальное состояние атмосферы всегда будет иметь отклонения от модельных состояний. Появление случайных отклонений от сглаженного профиля приведет к дополнительному увеличению модуля второй производной показателя преломления по вертикальной координате и ненулевому значению второй производной по горизонтальной (уменьшению длины рефракции).

В реальной анизотропной атмосфере средние значения вторых производных показателя преломления в вертикальном и горизонтальном направлениях отличаются [16]. Однако полагая, что обе составляющие второй производной показателя преломления имеют один порядок, оценим значение длины рефракции излучения в реальной атмосфере на основе измеренных вертикальных распределений плотности воздуха [27, 28]. Данные измерения выполнены для высот более 20 км. На основе выражения (1) можно получить, что на высотах 20–24 км значение длины рефракции составляет порядка 300–600 км. Если предположить, что относительные отклонения плотности от модели МСА и на других высотах имеют тот же характер, то получим, что длина рефракции на высоте 10 км будет принимать значения $L_R \approx 150 \div 350$ км, а на высоте 3 км $100 \div 250$ км.

Относительное возмущение плотности воздуха от МСА в данных лидарных измерениях [27, 28] получено с разрешением по высоте 192 м, т.е. характеризует атмосферные неоднородности с масштабами, превышающими 200 м. При этом характерные вертикальные размеры неоднородностей плотности атмосферы составляют 1–2 км. Вертикальные профили плотности измерялись с интервалом 10 мин. По аналогии с гипотезой «замороженной турбулентности» [29] можно развернуть данные измерения в пространстве вдоль вектора скорости ветра и оценить горизонтальные размеры неоднородностей, которые в данном случае изменяются в широких пределах от 10 до 60 км.

Оценка влияния крупномасштабных неоднородностей на распространение излучения в рамках модели Колмогорова–Обухова

Выполним оценку влияния крупномасштабных атмосферных неоднородностей на распространение лазерного излучения на протяженных трассах. Первоначально оценим их влияние в рамках классической модели Колмогорова–Обухова для однородной (квазиоднородной) и изотропной турбулентности. Для этого воспользуемся подходом, предложенным в [1], в рамках которого турбулентные неоднородности представляются в виде линз, ограниченных сферическими поверхностями. Данный качественный подход позволил авторам [1] получить выражения для флуктуаций амплитуды и фазы волны, с точностью до числовых коэффициентов совпадающие с результатами метода плавных возмущений (МПВ).

Пусть l_n – диаметр сферической линзы, а n_{li} – отклонение показателя преломления внутри i -й линзы от среднего значения в среде. Тогда фокусное расстояние такой линзы равно $F_i = l_n/2n_{li}$. На трассе распространения протяженностью L укладывается $N = L/l_n$ неоднородностей. Суммарная оптическая сила $1/F_\Sigma$ нескольких слабых линз, расстояние между которыми мало по сравнению с их

фокусными расстояниями, равно сумме оптических сил отдельных линз, т.е.

$$1/F_\Sigma = \sum_{i=1}^N 1/F_i = \sum_{i=1}^N 2n_{li}/l_n. \quad (2)$$

Полагая, что возмущения показателя преломления в линзах статистически независимы, для дисперсии суммарной оптической силы неоднородностей на трассе получаем

$$\langle (1/F_\Sigma)^2 \rangle = \frac{4 \langle n_l^2 \rangle}{l_n^2} N = \frac{4 \langle n_l^2 \rangle L}{l_n^3}, \quad (3)$$

где угловые скобки означают усреднение по реализациям случайных неоднородностей.

Классической модели турбулентности отвечает структурная функция показателя преломления следующего вида:

$$D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{2/3}. \quad (4)$$

Тогда неоднородность размера l_n характеризуется флуктуациями показателя преломления порядка

$$\langle n_l^2 \rangle^{1/2} = C_n l_n^{1/3}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3), получаем

$$\langle (1/F_\Sigma)^2 \rangle = \frac{4C_n^2 L}{l_n^{7/3}}.$$

Соответственно, для оценки величины среднеквадратического отклонения суммарного фокусного расстояния на трассе, вызываемого неоднородностями размера l_n , можем записать

$$\sigma_{F_\Sigma} \cong \frac{l_n^{7/6}}{2C_n L^{1/2}}. \quad (6)$$

Выражение (6) позволяет оценить действие неоднородностей различных размеров. Ниже представлены результаты оценки среднеквадратического отклонения суммарного фокусного расстояния для дистанции $L = 500$ км и значения $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$. Данное значение C_n^2 , согласно моделям Гурвича [30], является максимальным для высоты 20 км:

l_n , м	σ_{F_Σ} , км
0,1	1,5
1,0	22,4
10,0	328,2
20,0	736,8
50,0	2 145,9
100,0	4 817,5

Видно, что с ростом размера неоднородностей их оптическое действие на излучение быстро ослабевает. Фокусирующее действие неоднородностей размером порядка 100 м и более будет проявляться на дистанциях, в десятки раз превышающих дистанцию распространения, и, соответственно, их влиянием можно пренебречь. При этом необходимо отметить, что этот вывод справедлив для результатов, полученных на основе выражения (6) для классической турбулентности.

Оценка влияния экспериментально зарегистрированных крупномасштабных атмосферных неоднородностей на распространение излучения

Выполним аналогичные оценки для неоднородностей, зарегистрированных в лидарных экспериментах [27, 28]. Пусть неоднородность характеризуется второй производной показателя преломления n_2 и имеет протяженность вдоль дистанции распространения l_z . Тогда фокусное расстояние i -й неоднородности равно $F_i = 1/l_z n_{2i}$. На трассе распространения протяженностью L укладывается $N = L/l_z$ неоднородностей и их суммарная оптическая сила

$$1/F_\Sigma = \sum_{i=1}^N 1/F_i = \sum_{i=1}^N l_z n_{2i}.$$

Как и ранее, полагая, что возмущения показателя преломления в неоднородностях статистически независимы, для дисперсии суммарной оптической силы неоднородностей на трассе получаем

$$\langle (1/F_\Sigma)^2 \rangle = \langle (\sum_{i=1}^N l_z n_{2i})^2 \rangle = N l_z^2 \langle n_2^2 \rangle = L l_z \langle n_2^2 \rangle.$$

Соответственно, для оценки величины среднеквадратического отклонения суммарного фокусного расстояния на трассе с неоднородностями размера l_z можем записать

$$\sigma_{F_\Sigma} \cong 1 / (L l_z \langle n_2^2 \rangle)^{1/2} = L_R^2 / (L l_z)^{1/2}, \quad (7)$$

где L_R — длина рефракции, связанная с возмущением показателя преломления выражением (1).

Как было показано ранее, на высотах 20–24 км значения вторых производных показателя преломления дают длину рефракции порядка 300–600 км. Задавая $L_R = 400$ км, для дистанции $L = 500$ км получаем следующие значения среднеквадратического отклонения суммарного фокусного расстояния в зависимости от продольного размера неоднородностей:

l_z , км	σ_{F_Σ} , км
5	4 131,2
10	2 262,7
20	1 600,0
50	1 011,9
100	715,5

Видно, что, в отличие от классической модели турбулентности, в данном случае с ростом размера неоднородностей их влияние на распространение пучка возрастает.

Приведенные выше оценки являются грубыми, но они позволяют в рамках одного подхода рассмотреть роль крупномасштабных неоднородностей и сделать следующий вывод. Наблюдаемые в экс-

периментах [27, 28] крупномасштабные неоднородности атмосферы должны учитываться при моделировании распространения лазерного излучения на протяженных трассах, однако этот учет невозможно выполнить, оставаясь в рамках классической модели турбулентности.

Таким образом, для задачи численного моделирования распространения лазерного излучения на протяженных атмосферных трассах возникает необходимость построения новой модели турбулентности атмосферы.

Модель турбулентной атмосферы с учетом крупномасштабных неоднородностей

Адаптация классического подхода, основанного на формировании турбулентных фазовых экранов, для моделирования крупномасштабных атмосферных неоднородностей является проблематичной по двум причинам. Во-первых, трудно удовлетворить условию статистической независимости данных экранов, для этого их надо располагать друг от друга на слишком большом расстоянии, превышающем продольный размер неоднородностей. Во-вторых, построение таких экранов базируется на знании спектра флуктуаций фазы плоской волны в турбулентной среде. Но такие спектры построены только для классической турбулентности и, как было показано выше, не могут быть обобщены на крупномасштабные неоднородности. Использование отличных от колмогоровского спектров турбулентности [31, 32] также не позволяет адекватно учесть влияние присутствующих в реальной атмосфере неоднородностей с масштабами 1 км.

Поэтому в основе модели, включающей крупномасштабные неоднородности, необходимо использовать трехмерное распределение плотности воздуха (показателя преломления) атмосферы. Такое распределение может быть как результатом натуральных измерений, выполненных с поверхности Земли, с борта летательных аппаратов, со спутников и др., так и результатом численного моделирования атмосферных течений. В задачах моделирования данное распределение показателя преломления представляется в виде трехмерного массива данных (рис. 1).

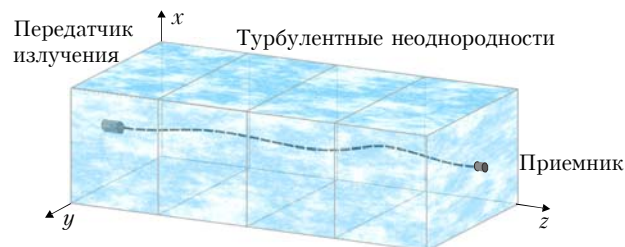


Рис. 1. Трехмерное распределение показателя преломления

Приведенные в настоящей статье оценки влияния крупномасштабных неоднородностей позволяют заключить, что оптимальный пространственный

шаг расчетной сетки в плоскости, перпендикулярной оси распространения излучения, равен примерно 100 м. В этом случае неоднородности меньшего масштаба можно учитывать с использованием классических двумерных фазовых экранов, а для неоднородностей большего масштаба использовать измеренное (или смоделированное) трехмерное распределение показателя преломления.

Результаты лидарных измерений крупномасштабных атмосферных неоднородностей [27, 28] позволяют построить некоторую («нулевую») модель трехмерной турбулентности. По аналогии с гипотезой «замороженной турбулентности» мы можем развернуть данные измерения (вертикальные распределения плотности воздуха) в горизонтальном направлении вдоль вектора скорости ветра и получить пространственное распределение неоднородностей в плоскости XOZ (в случае, если направление вектора скорости ветра совпадает с осью распространения OZ).

Для построения трехмерного распределения нам необходимо сделать некоторые предположения об измерении плотности воздуха в горизонтальном направлении, перпендикулярном ветру. При этом можно предположить, что в этом направлении плотность воздуха изменяется аналогично изменению плотности, либо в направлении вдоль вектора скорости ветра, либо в вертикальном направлении. Поперечные размеры полученного трехмерного массива могут иметь размеры в несколько километров и более. В нашем случае (на основе измерений [27, 28]) трехмерное распределение показателя преломления будет построено с поперечным шагом 192 м по вертикальной оси OX .

Построение трехмерного массива позволяет перейти к следующему шагу – вычислению рефракции пучка (смещению пучка как целого). Данная рефракция будет состоять из регулярной рефракции в вертикальной плоскости на среднем профиле плотности атмосферы (МСА или другая выбранная модель атмосферы) и рефракции в вертикальной и горизонтальной плоскостях на крупномасштабных неоднородностях на основе полученного (измеренного или смоделированного) трехмерного массива данных (см. рис. 1). Существует множество методов для расчета регулярной рефракции. Поскольку при расчете распространения излучения, как правило, используется параболическое уравнение (т.е. параксиальное приближение), то и регулярную рефракцию будем рассчитывать в данном приближении. Искривление геометрооптического луча (рефракция) в параксиальном приближении определяется уравнением

$$\frac{d^2\mathbf{R}}{dz^2} = \nabla_{\mathbf{R}}n(z, \mathbf{R}), \quad (8)$$

где $\mathbf{R} = \{x, y\}$ – радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной оси распространения OZ .

Градиент показателя преломления в (8) связан с вертикальным профилем плотности атмосферы следующим выражением:

$$\nabla_{\mathbf{R}}n(z, \mathbf{R}) = \frac{dn}{d\rho} \nabla_{\mathbf{R}}\rho(z, \mathbf{R}), \quad (9)$$

где $\frac{dn}{d\rho} = G$ – постоянная Гладстона–Дейла.

Решая уравнение (8) для осевого луча лазерного пучка (с использованием интерполяции при вычислении градиентов в межузловых точках трехмерного массива), построим траекторию осевого луча (штриховая линия на рис. 1). Так как для неоднородностей с масштабами более 200 м градиент показателя преломления постоянен на масштабе поперечного размера лазерного пучка (1–2 м), то все остальные лучи данного пучка будут смещаться параллельно осевому лучу. Для дальнейших расчетов выполняем переход в новую систему координат, продольная ось которой совпадает с вычисленной лучевой траекторией для осевого пучка (со штриховой линией на рис. 1).

При решении задачи распространения на протяженных трассах нам необходимо учитывать неоднородности всех масштабов. Поэтому после вычисления регулярной рефракции трехмерную модель турбулентности (массив данных) мы дополняем набором классических фазовых экранов, которые моделируют неоднородности с масштабами менее 100 м. В результате получаем модель турбулентности в виде, приведенном на рис. 2.

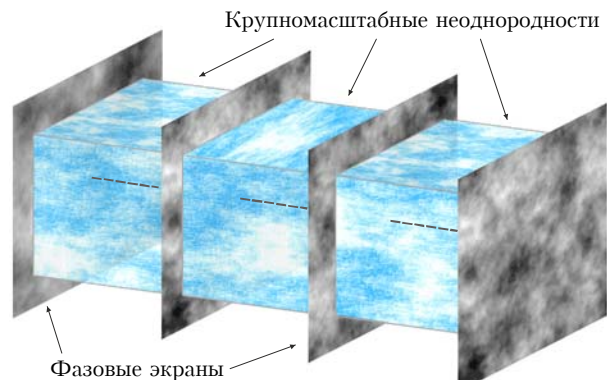


Рис. 2. Трехмерная модель турбулентной среды

Ось этого рисунка совпадает с лучевой траекторией (штриховой линией), в данной системе координат она спрямлена. Поперечные размеры на данном рисунке выбираем, как обычно в подобных расчетах – несколько максимальных (вдоль трассы распространения) размеров лазерного пучка. Фазовые экраны моделируют неоднородности от одного сантиметра до десятков метров. Среда между экранами моделирует крупномасштабные неоднородности, полученные из экспериментального моделирования атмосферных течений, размеры которых 100 м и более. Таким образом, модель атмосферы, представленная на рис. 2, охватывает весь спектр атмосферных неоднородностей.

Очевидно, что в пределах поперечного размера пучка (1–2 м) не только градиент неоднородности

показателя преломления является постоянным, но и постоянны его вторые производные. Тогда распределение возмущения показателя преломления между турбулентными экранами на рис. 2 можно представить в следующем виде:

$$\Delta n(z, x, y) = \frac{d^2 n(z, x, y)}{dx^2} x^2 + \frac{d^2 n(z, x, y)}{dy^2} y^2 \equiv n_{xx}(z)x^2 + n_{yy}(z)y^2, \quad (10)$$

где вторые поперечные производные, как и градиенты, вычисляются в точке на осевом луче (штриховая линия на рис. 1) методом интерполяции. Градиенты (первые производные) в разложении (10) отсутствуют, так как их действие на распространение излучения было учтено на предыдущем этапе, при решении уравнения (8).

Следовательно, моделирование распространения лазерного излучения на протяженной трассе сводится к процедуре численного решения параболического уравнения для среды, представленной в виде трехмерной модели турбулентности (см. рис. 2). Отличительной особенностью данного подхода от классического является наличие рефракционной среды (10) между турбулентными экранами. Поэтому задача распространения излучения между экранами не может быть решена как задача дифракции, так как требует дополнительного построения рефракционных экранов. Разбивая дистанцию между экранами на шаги Δz , в каждой плоскости z_i формируем фазовый экран с параболическим распределением фазы $S(z_i, x, y)$, соответствующей геометрическому набегу фазы на одном шаге (10):

$$S(z_i, x, y) = k\Delta z n(z_i, x, y) = \frac{1}{2}k\Delta z (n_{xx}(z)x^2 + n_{yy}(z)y^2). \quad (11)$$

Расставив таким образом турбулентные и рефракционные экраны на трассе, выполняем расчет распространения лазерного излучения по традиционной схеме.

Представленный выше алгоритм численного моделирования распространения лазерных пучков на протяженных слабонаклонных атмосферных трассах фактически является развитием традиционного метода расщепления на случай совместного учета турбулентности и рефракции на крупномасштабных неоднородностях. Алгоритм состоит из трех этапов. Первоначально необходимо выполнить построение трехмерного массива, моделирующего крупномасштабные (100 м и более) неоднородности распределения показателя преломления неоднородной среды (атмосферы). На следующем этапе осуществляется вычисление геометрической траектории осевого луча в данной среде. Одновременно с этим рассчитываются первые и вторые поперечные производные показателя преломления для построения трехмерной модели турбулентности (см. рис. 2). На заключительном этапе численно решается параболическое

уравнение для турбулентной среды с регулярными неоднородностями показателя преломления.

Заключение

Представленный в настоящей статье подход к задаче моделирования распространения имеет существенное отличие от классического. В рамках предлагаемой модели оказывается возможным наряду с искажениями пучка на мелкомасштабных неоднородностях и его регулярной рефракции в вертикальной плоскости учесть рефракцию и фокусировку пучка на крупномасштабных неоднородностях. В следующей публикации будет показано, что присутствие крупномасштабных неоднородностей, аналогичных наблюдаемым в эксперименте [27, 28], может оказывать существенное влияние на распространение излучения и, в частности, заметно изменять дифракционный предел для протяженной трассы распространения. Данное изменение может наблюдаться как в сторону увеличения дифракционного предела, так и в сторону его уменьшения в зависимости от реализации крупномасштабных флуктуаций плотности на трассе.

Также будет показано, как, используя методы, получившие развитие в теории безабберационного распространения гауссовых пучков, можно практически без потери точности существенно увеличить скорость численных расчетов при решении параболического уравнения для данной модели турбулентности.

Авторы работы выражают благодарность В.Н. Маричеву за предоставление исходных данных лидарных измерений плотности воздуха [27, 28].

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Соглашение № 8510).

1. Рытов С.М., Крайцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
2. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
3. Ishimaru A. Wave Propagation and Scattering in Random Media. N.Y.: Academic Press, 1978. 572 p.
4. Fried D.L., Vaughn J.L. Branch cuts in the phase function // Appl. Opt. 1992. V. 31, N 15. P. 2865–2882.
5. Kolmogorov A.N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1941. V. 30, N 4. P. 299–303. [English translation in Turbulence: Classic Papers on Statistical Theory (ed. S.K. Friedlander and L. Topper). P. 151–155. N.Y.: Interscience, 1961].
6. Obukhov A.M. On the distribution of energy in the spectrum of turbulent flow // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1941. V. 32, N 1. P. 22–24.
7. Tatarskii V.I. Wave Propagation in a Turbulent Medium. N.Y.: McGraw-Hill, 1961. 285 p.
8. Tatarskii V.I. The Effects of the Turbulence Atmosphere on Wave Propagation. Israel, Jerusalem: Keter Press, 1971.
9. Gracheva M.E., Gurvich A.S. Strong fluctuations in the intensity of light propagated through the atmosphere close to the Earth // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved.

- Radiofiz. 1965. V. 8, N 4. P. 711–724. [Radiophys. Quantum Electron. 1965. V. 8, N 4. P. 511–515].
10. Coles W.A., Frehlich R.G. Simultaneous measurements of angular scattering and intensity scintillation in the atmosphere // J. Opt. Soc. Amer. 1982. V. 72, N 8. P. 1042–1048.
 11. Phillips R.L., Andrews L.C. Measured statistics of laser-light scattering in atmospheric turbulence // J. Opt. Soc. Amer. 1981. V. 71, N 12. P. 1440–1445.
 12. Consortini A., Cochetti F., Churnside J.H., Hill R.J. Inner-scale effect on irradiance variance measured for weak-to-strong atmospheric scintillation // J. Opt. Soc. Amer. A. 1993. V. 10, N 11. P. 2354–2362.
 13. Bernard W.A., Welsh B.M., Roggemann M.C., Feldmann R.J. Atmospheric turbulence characterization of a low-altitude long horizontal path // Image Propagation through the Atmos.: Proc. SPIE. 1996. V. 2828. P. 198–209.
 14. Perlot N., Giggenbach D., Henniger H., Horwath J., Knappek M., Zettl K. Measurements of the beam wave fluctuations over a 142 km atmospheric path // Free-Space Laser Communications VI: Proc. SPIE. 2006. V. 6304, 63041O.
 15. Hughes W.M., Holmes R.B. Pupil-plane imager for scintillometry over long horizontal paths // Appl. Opt. 2007. V. 46, N 29. P. 7099–7109.
 16. Belen'kii M.S., Cuellar E., Hughes K.A., Rye V.A. Preliminary experimental evidence of anisotropy of turbulence at Maui Space Surveillance Site // Proc. 2006 AMOS Conf. / S. Ryan, Ed. 2006. P. 538–547.
 17. Ochs G.R., Bergman R.R., Snyder J.R. Laser Beam scintillation over horizontal paths from 5.5 to 145 kilometers // J. Opt. Soc. Amer. 1969. V. 59. P. 231–234.
 18. Vorontsov M.A., Carhart G.W., Rao Gudimetla V.S., Weyrauch T., Stevenson E., Lachinova S.L., Beresnev L.A., Liu J., Rehder K., Riker J.F. Characterization of atmospheric turbulence effects over 149 km propagation path using multi-wavelength laser beacons // Proc. Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference. Maui, Hawaii, September 14–17, 2010 / Ed. S. Ryan. The Maui Economic Development Board. P. E18.
 19. Vorontsov M., Riker J., Carhart G., Gudimetla V.S., Beresnev L., Weyrauch T., Roberts L. Deep turbulence effects compensation experiments with a cascaded adaptive optics system using a 3.63 m telescope // Appl. Opt. 2009. V. 48, N 1. P. 47–57.
 20. Gurvich A.S., Gorbunov M.E., Fedorova O.V., Kirchengast G., Proschek V., González Abad G., Tereszchuk K.A. Spatiotemporal structure of a laser beam over 144 km in a Canary Islands experiment // Apl. Opt. 2012. V. 51, N 30. P. 7374–7383.
 21. Lane R.G., Glindemann A., Dainty J.C. Simulation of a Kolmogorov phase screen // Waves in Random Media. 1992. V. 2, N 3. P. 209–224.
 22. Банах В.А., Смалихо И.Н., Фалищ А.В. Эффективность метода субгармоник в задачах компьютерного моделирования распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 10. С. 848–851.
 23. Воронцов А.М., Парамонов П.В. Генерация бесконечных фазовых экранов для моделирования распространения оптического излучения через турбулентность // Изв. вузов. Сер. Радиофиз. 2006. Т. 49, № 1. С. 21–34.
 24. Колосов М.А., Шабельников А.В. Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М.: Сов. радио, 1976. 220 с.
 25. Виноградов В.В. Влияние атмосферы на геодезические измерения. М.: Недра, 1992. 253 с.
 26. URL: http://dic.academic.ru/dic.nsf/enc_tech/2697
 27. Маричев В.Н., Бочковский Д.А. Лидарные измерения плотности воздуха в средней атмосфере. Часть 1. Моделирование потенциальных возможностей в видимой области спектра // Оптика атмосфер. и океана 2013. Т. 26, № 7. С. 553–563.
 28. Маричев В.Н., Бочковский Д.А. Лидарные измерения плотности воздуха в средней атмосфере. Часть 2. Моделирование потенциальных возможностей зондирования в УФ-области спектра // Оптика атмосфер. и океана. 2013. Т. 26, № 8. С. 701–704.
 29. Taylor G.I. The spectrum of turbulence // Proc. Roy Soc. Lond. 1938. V. 164. P. 476–490.
 30. Гурвич А.С., Грачева М.Е. Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1980. Т. 16, № 10. С. 1107–1111.
 31. Гурвич А.С., Воробьев В.В., Федорова О.В. Спектры сильных мерцаний за атмосферой с крупно- и мелко-масштабными неоднородностями // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 3. С. 205–215.
 32. Носов В.В., Ковалдо П.Г., Лукин В.П., Торгаев А.В. Атмосферная когерентная турбулентность // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 753–759.

V.V. Kolosov, V.V. Dudorov, G.A. Filimonov, A.S. Panina, M.A. Vorontsov. **Accounting for influence of atmospheric macroinhomogeneities in problems of laser radiation propagation along elongated high-altitude paths.**

We show that large-scale atmospheric inhomogeneities observed in experiments can significantly affect optical radiation propagation along extended paths. We demonstrate that it is impossible to take into account this effect in the framework of the classical turbulence model. We propose a new algorithm for numerical simulation of laser beam propagation along extended low-inclined atmospheric paths with large-scale atmospheric inhomogeneities, which allows one to take into account beam refraction and focusing on the large-scale inhomogeneities along with beam distortions due to small-scale inhomogeneities and regular refraction in a vertical plane.