

Ю.А. Резунков<sup>1</sup>, В.В. Воробьев<sup>2</sup>, В. Кан<sup>2</sup>, В.М. Осипов<sup>1</sup>, Т.А. Шереметьева<sup>1</sup>

## Оценки влияния средней атмосферы на прохождение мощного лазерного пучка. II. Искажения пучков, обусловленные изотропными и слоистыми неоднородностями

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор Ленинградской обл.

<sup>2</sup> Институт физики атмосферы РАН, г. Москва

Поступила в редакцию 26.11.2002 г.

Рассмотрено влияние изотропной и анизотропной составляющих случайного поля показателя преломления на прохождение пучков. Для оценок влияния изотропной составляющей использована модель колмогоровской турбулентности на высотах 10–20 км. Для высот 20–50 км использована двухкомпонентная модель 3-D спектра флуктуаций показателя преломления в стратосфере, развитая на основе данных оккультационных наблюдений мерцаний звезд с орбитальных станций. Сделаны аналитические оценки влияния неоднородностей на параметры лазерного пучка. Эти оценки показали, что одним из основных факторов, ограничивающих возможности передачи лазерной энергии к космическому аппарату с лазерным реактивным двигателем, является наличие колмогоровской турбулентности. Осуществлено численное моделирование прохождения лазерного излучения для заданных трасс с помощью моделей фазовых экранов. Для численного моделирования фазовых экранов применен метод моделирования стохастических полей с большим диапазоном пространственного спектра неоднородностей.

### Введение

Следует ожидать, что среди основных факторов, ограничивающих передачу лазерной энергии к космическому аппарату с лазерным реактивным двигателем [1], наиболее существенными будут уширение и блуждание лазерного пучка, вызванные случайными неоднородностями показателя преломления в атмосфере. В данной статье рассмотрено влияние атмосферной турбулентности на эффективность транспортировки энергии лазерного пучка для условий (параметры пучка, геометрия эксперимента, размеры передающей и приемной апертур и т.п.), определенных концепцией LOTV (Laser Orbital Transfer Vehicle) [1]. В частности, предполагается, что источник лазерного излучения будет установлен на воздушном носителе, высота полета которого может меняться от 10 до 15 км. Поэтому при разработке модели неоднородностей показателя преломления атмосферы мы ограничивались высотным диапазоном 10–50 км (влиянием более высоких слоев атмосферы можно пренебречь). Оценки эффективности транспортировки энергии лазерного пучка базировались на расчетах турбулентного уширения пучка, осредненного по достаточно большим промежуткам времени («длиноэкспозиционное» уширение). Существенный вклад в «длиноэкспозиционное» уширение вносят случайные смещения энергетического центра тяжести пучка [2, 3]. При разработке модели неоднородностей показателя преломления воздуха принято, что в средней атмосфере присутствуют два типа неоднородностей: изотропные неоднородности, вызываемые колмогоровской турбулентно-

стью [4], и сильно анизотропные с 1-D вертикальным спектром, описываемым моделью насыщенных внутренних гравитационных волн (ВГВ) [5–7]. Проявления этих типов неоднородностей зарегистрированы в наблюдениях мерцаний звезд с орбитальной станции «Мир» [8–12], в зондовых измерениях температуры [13, 14], радарных [15] и других измерениях.

### 1. Модель 3-D спектра неоднородностей показателя преломления

Для задач распространения света в случайно-неоднородных средах необходимо задать 3-D спектр  $\Phi_n$  флуктуаций показателя преломления  $n$  [3]. Следуя [12, 16], выражение для спектра  $\Phi_n$  было выведено в виде

$$\Phi_n(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3; h) = C^2(h)\eta^2 \left[ \kappa_1^2 + \eta^2 (\kappa_2^2 + \kappa_3^2) + \kappa_0^2 \right]^{-u/2} \times \exp \left( - \frac{\kappa_1^2 + \eta^2 (\kappa_2^2 + \kappa_3^2)}{\kappa_m^2} \right), \quad (1)$$

где  $\kappa_1$  — вертикальное, а  $\kappa_2$  и  $\kappa_3$  — горизонтальные волновые числа;  $h$  — высота, отсчитываемая от поверхности Земли и выступающая в данном случае как параметр;  $C^2(h)$  — коэффициент, характеризующий высотную зависимость интенсивности флуктуаций показателя преломления;  $\eta$  — коэффициент анизотропии, который определяется как отношение характерных горизонтальных масштабов неоднородностей

к их вертикальным масштабам;  $\mu$  — показатель степени (наклон) спектра на степенном участке. Характерные волновые числа  $\kappa_0$  и  $\kappa_m$  определяют вертикальные масштабы, при которых спектр отклоняется от степенной зависимости, а именно:  $\kappa_0$  связан с внешним масштабом неоднородностей  $L_0 = 2\pi/\kappa_0$  и определяет насыщение спектра в области крупных масштабов, а величина  $\kappa_m$  задает границу мелкомасштабной области спектра, которая определяется диссипацией (молекулярной — для модели изотропной турбулентности [3] и «вихревой» — для насыщенных ВГВ [17]).

Для перехода к модели 3-D спектра колмогоровской изотропной турбулентности  $\Phi_n^K(\kappa)$  (где  $\kappa = \sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2 + \kappa_3^2}$  — модуль пространственного волнового числа) в (1) следует положить  $\mu = 11/3$ ,  $\eta = 1$  и  $C^2 = 0,033C_n^2$ , где  $C_n^2$  — структурная характеристика флуктуаций показателя преломления [3].

Для анизотропных неоднородностей, предполагая их статистическую симметрию относительно местной вертикали, в рамках модели насыщенных ВГВ можно формально записать выражение для 3-D спектра  $\Phi_n^g$  также в виде (1) [7, 12, 16]. В этом случае следует положить  $\mu = 5$ ,  $\eta \gg 1$ , а коэффициент  $C^2$ , характеризующий интенсивность флуктуаций показателя преломления, определить как

$$C_g^2 = AN^2 3\omega_{B-V}^4 / (4\pi g^2).$$

Здесь  $A$  — численный коэффициент;  $N$  — индекс рефракции;  $\omega_{B-V}$  — частота Брента–Вайсяля;  $g$  — ускорение свободного падения. В теории насыщенных ВГВ рекомендуемое значение коэффициента  $A$  составляет 0,1 [4, 6] для одностороннего ( $\kappa_1 > 0$ ) вертикального спектра, что в среднем согласуется с экспериментальными данными [8, 9, 12, 14]. Коэффициент анизотропии неоднородностей предполагался постоянным во всем интервале волновых чисел и в выбранном высотном диапазоне, и для него была принята оценка  $\eta = 150$  [8, 9]. Для анализа зависимости коэффициента анизотропии от масштаба неоднородностей и от высоты необходимы дальнейшие исследования.

Для каждой компоненты неоднородностей спектр (1), даже при заданных значениях  $\mu$  и  $\eta$ , содержит три параметра:  $C_n^2$ ,  $L_0$  и  $l_0$ . Все они зависят от высоты  $h$ , сезона, географической широты и т.д. Имеющихся в настоящее время экспериментальных данных для верхней тропосферы и стратосферы недостаточно для построения всех этих зависимостей даже для средних высотных профилей.

Наиболее важным параметром колмогоровской турбулентности, влияющим на прохождение лазерного излучения в атмосфере, является высотная зависимость  $C_n^2$ . В диапазоне высот 10–20 км для этой характеристики нами использовалась модель, изложенная в [18] и построенная на основе многочисленных экспериментальных данных. При этом,

учитывая значительный разброс имеющихся данных, в [18] приведены три варианта высотных зависимостей  $C_n^2$  для турбулентности с сильной, средней и слабой интенсивностью. Мы также будем придерживаться этой классификации, удобной для проведения оценок.

В диапазоне высот 20–50 км использованы результаты восстановления структурной характеристики флуктуаций температуры  $C_T^2$  по данным наблюдений мерцаний звезд, приведенные в [9]. Наиболее слабо исследованными параметрами в этом случае являются внутренний и внешний масштабы турбулентности. Для оценок высотного хода внутреннего масштаба в диапазоне высот 10–20 км были использованы данные о скорости диссипации кинетической энергии турбулентности, полученные из радарных измерений [19], для высот выше 40 км — данные наблюдений мерцаний звезд [10]. Для промежуточных высот использована интерполяция значений скорости диссипации. Внутренний масштаб возрастал от 2 см на высоте 10 км до 3,2 м на высоте 50 км. Для оценки значения внешнего масштаба было выбрано  $L_0 = 0,3$  км во всем диапазоне высот с учетом оценок вертикальных размеров турбулизованных слоев атмосферы, формирующих радиолокационное отражение (см., например, [20]).

Анализ новых данных наблюдений мерцаний звезд [12, 21] показывает, что эти оценки, возможно, требуют коррекции в сторону увеличения внутреннего и уменьшения внешнего масштабов на высотах 25–35 км. Отметим, что случайные смещения лазерного пучка для модели колмогоровской турбулентности определяются, в основном, неоднородностями с масштабами, сравнимыми с диаметром пучка [2]. Если размер пучка много меньше внешнего и много больше внутреннего масштабов, то роль этих масштабов в рассматриваемой задаче не очень существенна. Это обстоятельство позволяет, в первом приближении, ограничиться принятыми оценками для внутреннего и внешнего масштабов колмогоровской турбулентности.

Кроме того, поскольку в данной задаче основной интерес представляют интегральные характеристики турбулентности, осредненные по большим высотным и временным интервалам, то в представленной модели не рассматриваются характеристики перемежаемости, характерные для колмогоровской турбулентности в средней атмосфере. (Вызванный перемежаемостью разброс значений  $C_n^2$  частично учтен в разбросе данных для моделей с разным уровнем турбулентности). Вертикальные профили структурной характеристики  $C_n^2(h)$  получены в результате описанного приближения (рис. 1). Как видно из рисунка, отношение значений структурной характеристики для условий сильной и слабой колмогоровской турбулентности составляет несколько десятков.

Для анизотропных неоднородностей при построении вертикальных профилей характеристики  $C_g^2(h)$  было принято, что среднее значение константы  $A$  составляет 0,1, а разброс данных на фиксированной

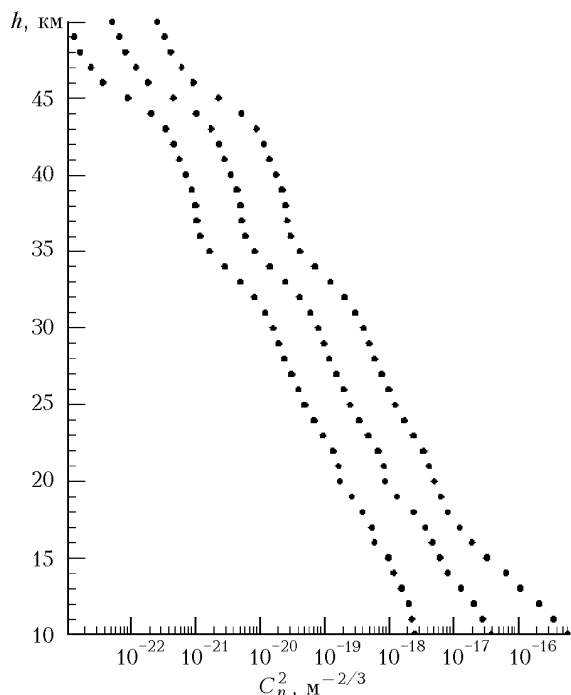


Рис. 1. Высотные профили структурной характеристики флуктуаций показателя преломления в модели колмогоровской турбулентности для условий сильной, средней и слабой интенсивностей турбулентности

высоте, обусловленный сезонными, широтными изменениями, орографией и т. д., укладывается примерно в один порядок в соответствии с данными зондовых измерений [14, 15] и наблюдений мерцаний звезд в [8, 9, 12]. Эта оценка разброса может оказаться заниженной и требует уточнения по данным новых экспериментов. Анализ данных наблюдений мерцаний звезд [9, 12, 21] показывает, что «вихревой» масштаб анизотропных неоднородностей возрастает примерно от десятка до сотни метров в диапазоне высот от 25 до 50 км. Принимая во внимание, что для случайных смещений лазерного пучка, вызываемого анизотропными неоднородностями, роль внутреннего масштаба незначительна, мы ограничились для него оценкой 50 м во всем диапазоне высот. Внешний масштаб в модели анизотропных неоднородностей, в отличие от внутреннего, является одним из основных параметров, определяющих случайные смещения лазерного пучка [3]. К сожалению, этот параметр является наиболее слабо исследованным. Базируясь на теоретических моделях насыщенных ВГВ [6], данных измерений флуктуаций температуры на зондах [15] и флуктуаций фазы при радиопросвечивании [22], для внешнего масштаба была принята оценка 2,5 км во всем диапазоне высот. Некорректность в определении внешнего масштаба и в способе его введения в спектр (1) в данной задаче частично оправдывается тем, что, как показывают расчеты, роль анизотропных неоднородностей становится существенной только для трасс, близких к горизонтальным. Такие трассы малоэффективны с энергетической точки зрения и в силу других факторов, поэтому их следует избегать при реализации концепции LOTV.

Следует подчеркнуть, что приведенные модели колмогоровской турбулентности и анизотропных неоднородностей носят предварительный характер. В первую очередь это связано с отсутствием достаточно подробной базы данных о структуре неоднородностей и их статистических характеристиках в средней атмосфере. Вопросы сезонной и широтной изменчивости структурных характеристик, высотного хода характерных масштабов и коэффициента анизотропии неоднородностей не рассматривались в наших моделях. Возможность использования выбранных параметров для данной задачи оговаривалась, где это возможно. Сами концепции моделей неоднородностей в средней атмосфере, значения параметров и их разбросы необходимо уточнять в соответствии с новыми экспериментальными данными.

## 2. Аналитические оценки уширения лазерного пучка

Аналитические оценки влияния турбулентности проводились для осесимметричного пучка с начальным гауссовым распределением поля. Начальный радиус пучка задавался равным 0,75 м, радиус приемной апертуры — 2,25 м, высота излучателя 10 и 15 км, а зенитный угол  $\theta$  варьировался в интервале от 0 до 90°. В месте расположения приемной апертуры рассчитывались дифракционный  $R_d$  и полный эффективный  $R_{ef}$  радиусы пучка. Последний определялся через интенсивность на оси пучка при условии сохранения полной мощности лазерного пучка. Эффективность транспортировки энергии (относительная доля) определялась как отношение площади приемной апертуры к площади поперечного сечения пучка, падающего на апертуру, когда приемная апертура меньше сечения пучка. Все соотношения, необходимые для проведения расчетов, приведены в монографиях [2] (для изотропной турбулентности) и [3] (для анизотропных слоистых неоднородностей).

На рис. 2 приведены результаты оценок эффективных размеров пучка и эффективности транспортировки энергии для модели колмогоровской турбулентности.

Из рис. 2 видно, что при высоте излучателя 10 км (рисунки слева) в диапазоне зенитных углов  $\theta = 0 \div 45^\circ$  эффективный радиус пучка увеличивается вдвое по сравнению с дифракционным, если высота спутника составляет 20000–10000 км в случае средней и 4000–2500 км в случае сильной турбулентности. При зенитном угле  $\theta = 70^\circ$  это условие выполняется при высоте спутника 4000 км в случае средней и 1000 км в случае сильной турбулентности. Слабая турбулентность не дает существенного вклада для углов  $\theta = 0 \div 45^\circ$  при высотах меньше 40000 км, а для  $\theta = 70^\circ$  — при высотах меньше 20000 км. Подъем излучателя на высоту 15 км (рисунки справа) приводит к заметному уменьшению турбулентных эффектов. В частности, для средней турбулентности пучок уширяется вдвое по сравнению с дифракционным на высотах 36000 и 15000 км при зенитных углах  $\theta$ , равных соответственно 45 и 70°.

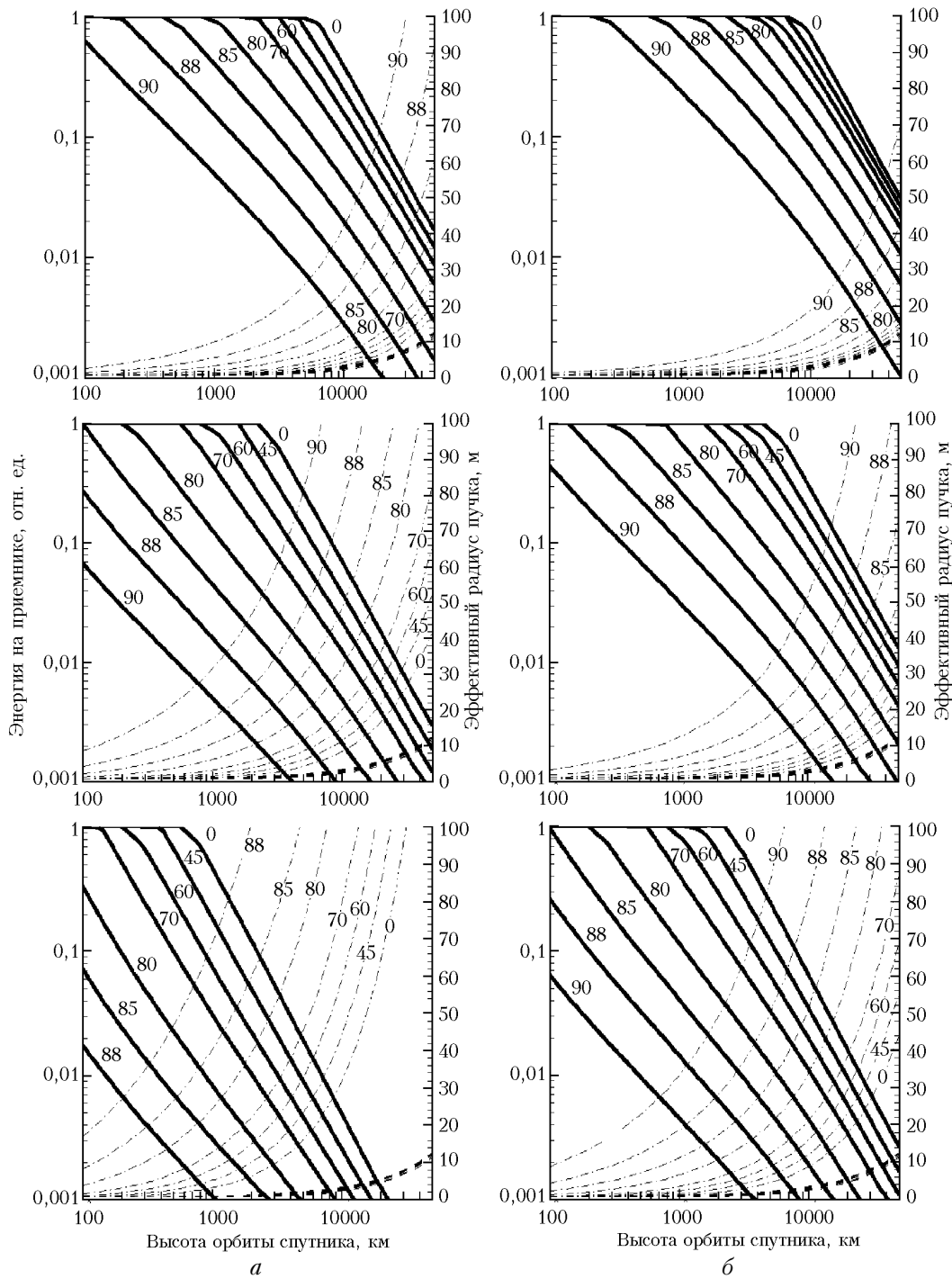


Рис. 2. Оценки доли доставленной энергии и эффективного радиуса гауссовского пучка на длине волны 1,06 мкм для модели колмогоровской турбулентности слабой, средней и сильной интенсивности (сверху вниз). Сплошные кривые – аналитические оценки доли энергии, доставленной на приемник радиусом 1,5 м, штрихпунктирные – аналитические оценки эффективного радиуса пучка, толстые штриховые кривые – дифракционный радиус пучка: *a* – высота излучателя 10 км, *б* – высота излучателя 15 км. Цифры у кривых – зенитный угол трассы

Для высоты излучателя 10 км и зенитного угла  $\theta = 70^\circ$  на приемное зеркало заданного радиуса приходит в среднем около 10% начальной мощности излучения при высотах спутника, равных 10000, 3000 и 500 км соответственно для слабой, средней и сильной турбулентности. При высоте излучателя 15 км соответствующие высоты равны 20000, 8000

и 3000 км. В целом рисунки показывают, что турбулентные эффекты быстро возрастают при увеличении зенитных углов,  $\theta > 60 \div 70^\circ$ .

Расчеты показывают, что переход к длине волны 0,53 мкм приводит одновременно к уменьшению дифракционного уширения и усилению влияния турбулентности. Для условий слабой турбулентности

переход к 0,53 мкм дает некоторый выигрыш в эффективности транспортируемой энергии. Для средней и сильной турбулентности переход к 0,53 мкм либо не дает преимуществ, либо ухудшает эффективность транспортировки энергии. Следует иметь в виду, однако, что при наличии систем компенсации случайных смещений пучка использование длины волны 0,53 мкм может дать выигрыш по сравнению с 1,06 мкм вследствие уменьшения дифракционного уширения пучка.

Анализ влияния сильно анизотропных неоднородностей, дополнительно к эффектам колмогоровской турбулентности, производился следующим образом. Присутствие в атмосфере крупномасштабных слоистых неоднородностей, обусловленных насыщенными ВГВ, приводит к тому, что пучок, уширенный из-за дифракции и колмогоровской турбулентности, дополнительно подвержен случайным смещениям вследствие рефракции на слоистых неоднородностях. При этом из-за сильной анизотропии этих неоднородностей случайные смещения пучка будут происходить, в основном, в вертикальном направлении. Среднеквадратические значения смещений центра тяжести пучка вдоль горизонтали в рамках выбранной модели по крайней мере в несколько десятков раз меньше их значений вдоль вертикали. Асимптотические соотношения для наклонных и касательных трасс, для которых проводились оценки дисперсии случайных смещений пучка по вертикали и горизонтали, приведены в [3]. Предполагая статистическую независимость изотропных и анизотропных неоднородностей, эффективный размер пучка по вертикали можно оценить как корень квадратный из суммы квадратов размеров пучка, обусловленных каждой компонентой неоднородностей.

Оценки показывают, что анизотропные неоднородности, в дополнение к дифракции и колмогоровской турбулентности, приводят к существенному ухудшению эффективности транспортировки энергии при зенитных углах  $\theta > 80^\circ$ . Это является следствием сильной анизотропии слоистых неоднородностей: дисперсия вертикальных смещений резко возрастает при зенитных углах, близких к  $90^\circ$ . Для зенитных углов  $\theta \leq 70^\circ$  влиянием анизотропной составляющей атмосферных неоднородностей можно пренебречь по сравнению с влиянием колмогоровской турбулентности. Учитывая, что и влияние колмогоровской турбулентности быстро нарастает при приближении трасс к касательным, в реальном эксперименте, как показывают оценки, целесообразно ограничиться зенитными углами  $\theta < 60 \div 70^\circ$ .

### 3. Численные оценки распространения пучков в турбулентной атмосфере

Приведенные в предыдущем разделе оценки дают представление о влиянии турбулентности на средние характеристики пучка — на его уширение и блуждание. Но для формирования тяги в лазер-

ном реактивном двигателе важным является не только эффективность доставки излучения к аппарату, но и мгновенное распределение интенсивности лазерного пучка по апертуре приемного коллектора. Практически единственным методом предсказания вида мгновенных распределений поля лазерного пучка, прошедшего турбулентную среду, является метод численного имитационного моделирования. Обычно численное моделирование для этой задачи осуществляют с использованием фазовых экранов.

Моделирование фазовых экранов с учетом широкого диапазона пространственных частот, соответствующего рассматриваемой задаче, требует особого подхода. Для решения этой проблемы мы применили метод формирования однородного случайного изотропного гауссовского поля, основанный на сочетании спектрального и модального подходов [23]. Стохастическое поле  $S$  при этом представляется суммой двух (или более) статистически независимых полей:

$$S(\mathbf{p}) = S_{H1}(\mathbf{p}) + S_{H2}(\mathbf{p}) + S_{H3}(\mathbf{p}) + \dots + S_B(\mathbf{p}). \quad (2)$$

Каждому члену суммы соответствует распределение фазы со своей корреляционной функцией и характерным масштабом неоднородностей, а их совокупность образует поле фазы с корреляционной функцией  $B(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ , соответствующей заданному спектру.

Стохастические поля  $S_{Hi}$ , соответствующие первым членам этого ряда, формируют на основе модального подхода разложением по функциям Карунена—Лоэва—Обухова, и они описывают низкочастотные и среднечастотные составляющие моделируемого поля. Поле  $S_B$  формируют методом скользящего среднего или спектральным методом, и оно отвечает высокочастотной составляющей.

Способ представления случайного поля в виде совокупности случайных полей, соответствующих различным по масштабам неоднородностей вкладам, полезен для исследования влияния этих вкладов на моделируемые процессы, для обоснования и выбора методов коррекции турбулентных искажений. С помощью представленных моделей турбулентности (см. рис. 1) и метода построения фазовых экранов для ее моделирования были проведены расчеты прохождения лазерного пучка через среднюю атмосферу, демонстрирующие влияние турбулентности на распределение интенсивности в пучке. Возможности таких исследований с помощью способа представления фазового экрана в виде совокупности статистически независимых случайных полей, соответствующих вкладам различным по масштабам неоднородностей, продемонстрированы на модели прохождения лазерного пучка через атмосферу (рис. 3).

На рис. 3 представлены рассчитанные мгновенные распределения интенсивности в дальней зоне для лазерного пучка с длиной волны излучения  $\lambda = 0,53$  мкм и равномерным начальным распределением интенсивности по апертуре пучка диаметром 1,5 м.

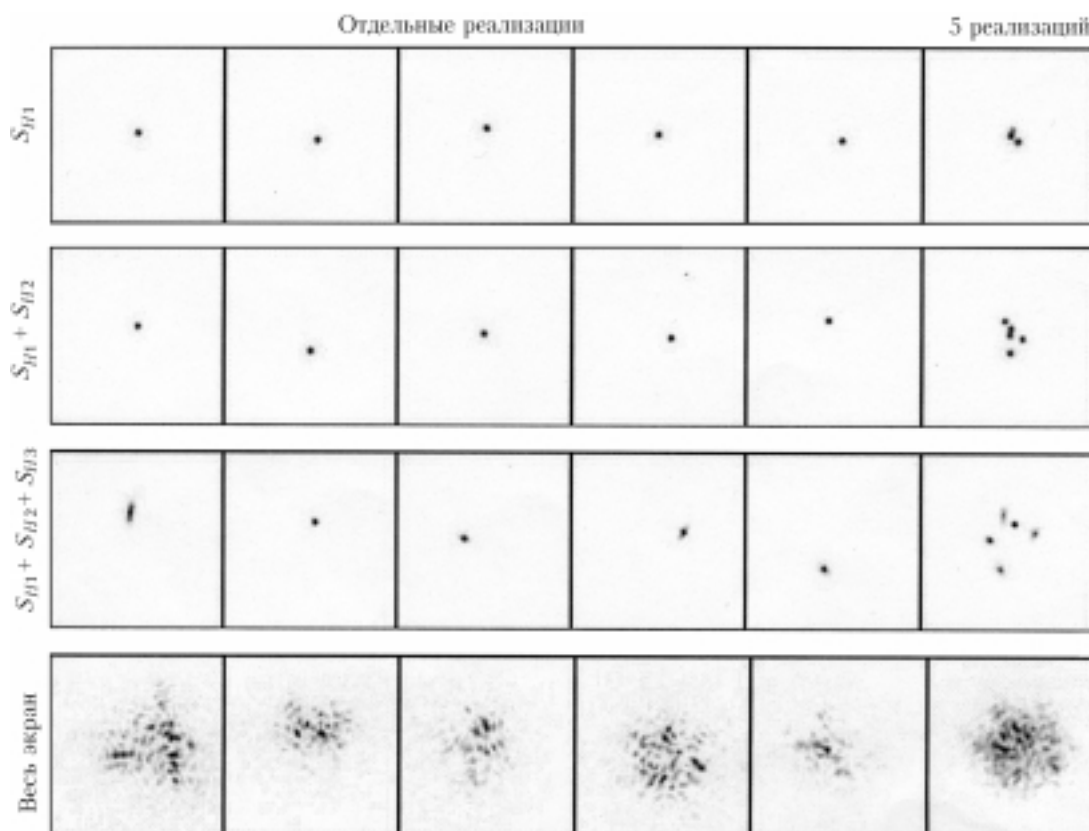


Рис. 3. Распределения интенсивности пучка с почти равномерным (супергауссовским) начальным распределением диаметром 1,5 м,  $\lambda = 0,53$  мкм, определяемые действием различных составляющих экрана, моделирующего слой атмосферы толщиной 1 км на высоте 15 км. Сторона квадрата равна 12 мкрад (колмогоровский спектр с параметрами  $l_0 = 0,017$  м,  $L_0 = 300$  м,  $C_n^2 = 6 \cdot 10^{-16}$  м<sup>-2/3</sup>)

В первых пяти столбцах первой строки представлены различные реализации распределения интенсивности лазерного пучка в дальней зоне после прохождения пучка через фазовый экран, соответствующий первой компоненте  $S_{H1}$  составного фазового экрана (2). Во второй строке показаны различные реализации после прохождения пучка через экран, соответствующий двум первым компонентам  $S_{H1} + S_{H2}$ , в третьей строке — трем компонентам  $S_{H1} + S_{H2} + S_{H3}$  и, наконец, в четвертой строке представлено влияние всего составного экрана. В правом столбце приведены все пять реализаций вместе, для того чтобы показать величину смещения пучка как целого.

Видно, что первые две составляющие фазового экрана  $S_{H1}$  и  $S_{H2}$  моделируют искажения атмосферы типа клина и приводят к смещению пучка как целого, третья составляющая  $S_{H3}$  моделирует влияние фокусирующих либо дефокусирующих линз с небольшими aberrациями. Составляющая  $S_B$ , моделирующая мелкомасштабную часть неоднородностей атмосферы, приводит к появлению спеклов и уширению пучка как целого.

С помощью представленных моделей турбулентности и построения фазовых экранов для ее моделирования были проведены расчеты прохождения лазерного пучка через верхнюю атмосферу, моделирующие влияние турбулентности на распре-

деление комплексной амплитуды пучка. На рис. 4 представлены рассчитанные мгновенные распределения интенсивности в дальней зоне для лазерного пучка диаметра 1,5 м с начальным гауссовским распределением интенсивности длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм для средних и худших условий турбулентности. Для сравнения на этом же рисунке приведено распределение средней интенсивности, полученное усреднением 2000 реализаций мгновенных распределений интенсивности. Кроме того, под каждым распределением интенсивности приведена доля энергии пучка, попавшей в круг радиуса 2,25 м, расположенный в месте прицеливания. Приемник находится на высоте 3000 км. Аналогичные результаты для ближней зоны (дистанция 300 км) представлены на рис. 5.

Эти результаты демонстрируют, что распределение интенсивности пучка на приемном зеркале имеет сложную структуру. Важно отметить, что в каждой реализации сдвиг центра, определяемый крупномасштабными неоднородностями, и размер пучка в целом, определяемый дифракцией на мелкомасштабных неоднородностях, приблизительно одинаковы. Это обстоятельство позволяет заключить, что для коррекции турбулентных искажений с помощью адаптивных систем коррекция только случайных блужданий пучка может оказаться недостаточной.

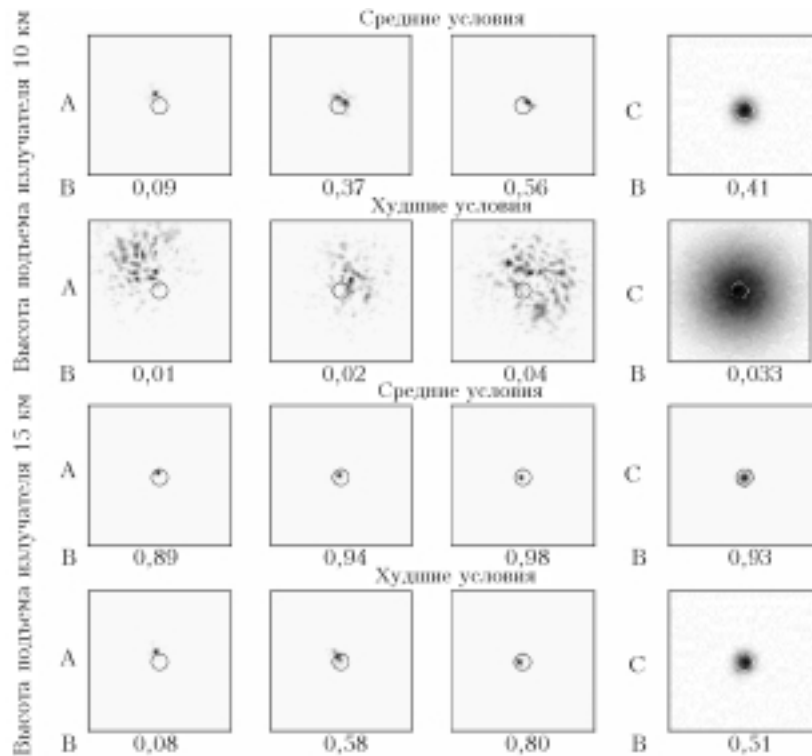


Рис. 4. Численное моделирование распределения интенсивности пучка диаметром 1,5 м,  $\lambda = 1,06$  мкм с начальным гауссовским распределением в дальней зоне (дистанция 3000 км), с высоты 10 и 15 км. Круг изображает приемник радиуса 2,25 м на высоте 3000 м. А – единичные реализации распределения интенсивности; В – процентное отношение энергии, попавшей в круг радиуса 2,25 м; С – распределение средней интенсивности, полученное по 2000 реализаций

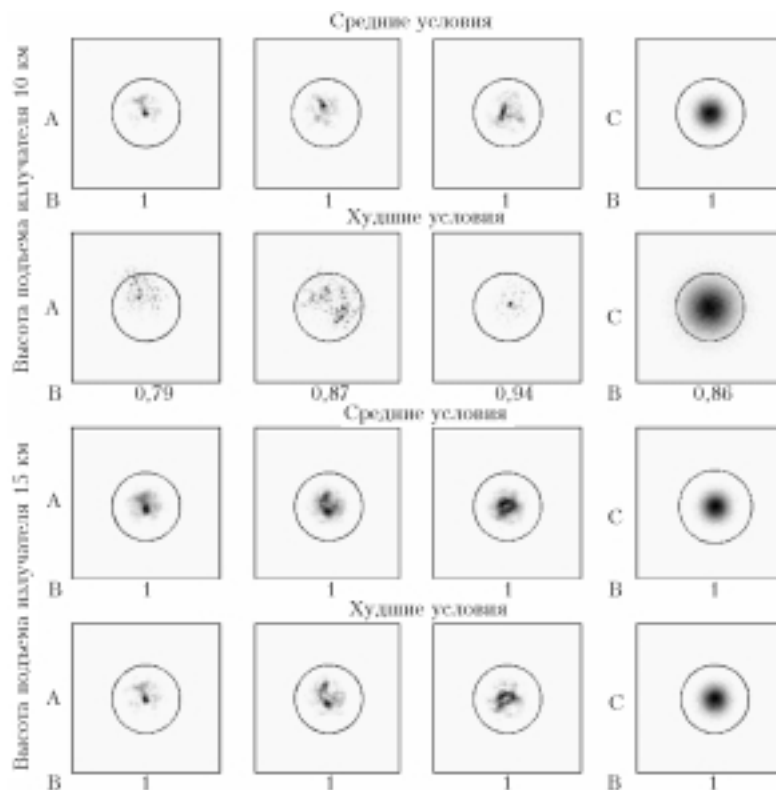


Рис. 5. Численное моделирование распределения интенсивности пучка диаметром 1,5 м,  $\lambda = 1,06$  мкм с начальным гауссовским распределением в ближней зоне (дистанция 300 км), с высоты 10 и 15 км. Круг изображает приемник радиуса 2,25 м. А – единичные реализации распределения интенсивности; В – процентное отношение энергии, попавшей в круг радиуса 2,25 м; С – распределение средней интенсивности, полученное по 2000 реализаций

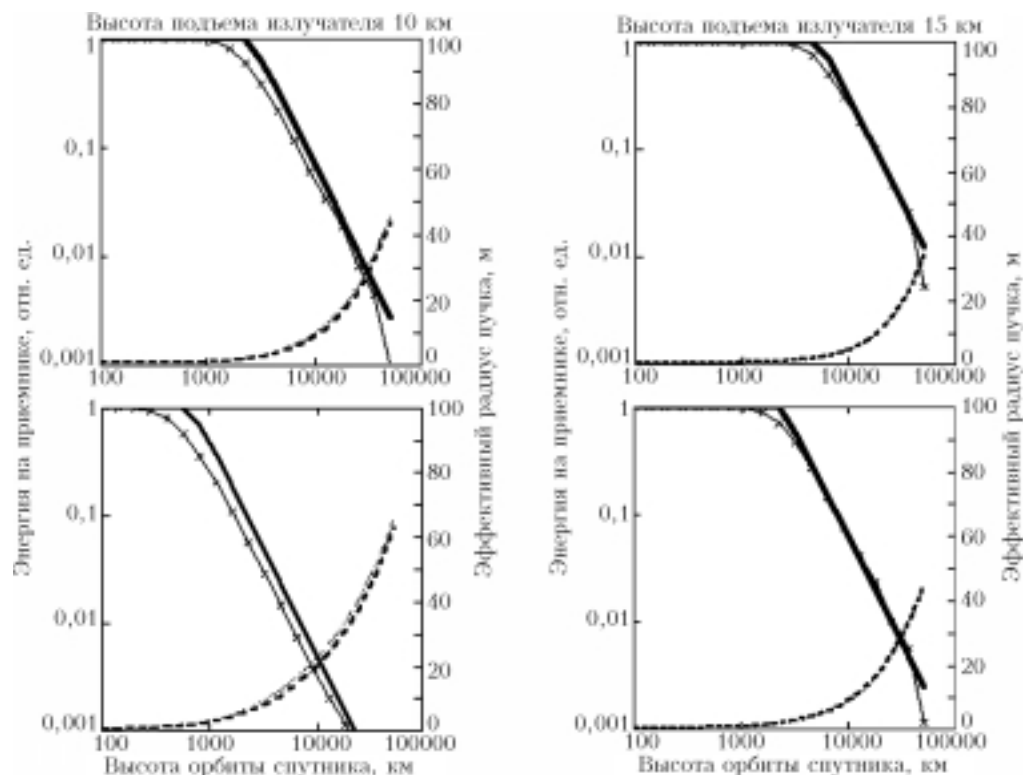


Рис. 6. Сравнение оценок эффективности доставки излучения через верхнюю атмосферу, полученных аналитически и с помощью численного моделирования. Оценки произведены для гауссовского пучка длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм, диаметром 1,5 м для средних (вверху) и худших (внизу) условий турбулентности при нулевом зенитном угле. Число реализаций, по которому производились оценки в численном моделировании, равно 2000. — — — аналитическая оценка энергии на приемнике радиусом 2,25 м; — — — аналитическая оценка эффективного радиуса пучка; — — — численные оценки энергии на приемнике; ..... — численная оценка эффективного радиуса пучка

Нами было произведено сравнение оценок эффективности транспортировки энергии, полученных двумя способами — численным моделированием с последующей оценкой по 2000 реализаций и аналитическим расчетом. Оценки произведены для модели колмогоровской турбулентности при длине волны излучения 1,06 мкм и высоте источника 10 и 15 км для средних и худших условий турбулентности. На рис. 6 приведены графики этих оценок для различных расстояний до приемника. Различия в оценках заметны лишь для высоты источника 10 км при худших условиях турбулентности.

### Заключение

Для оценки влияния турбулентности верхней тропосферы и стратосферы на характеристики лазерного излучения рассмотрены модели случайных неоднородностей показателя преломления атмосферы в диапазоне высот 10–50 км. Эти модели включают два типа неоднородностей: изотропные неоднородности, вызываемые колмогоровской турбулентностью, и сильно анизотропные неоднородности с 1-D вертикальным спектром, описываемым теорией насыщенных внутренних гравитационных волн. Необходимо иметь в виду, что параметры разработанных моделей турбулентности получены из известных в настоящее время экспериментальных данных. База этих экспериментальных данных

заведомо недостаточна для того, чтобы оценить все параметры с необходимой точностью. Это относится как к их средним значениям, так и, в особенности, к их разбросам, связанным с широтным, меридиональным и сезонным ходами, характером подстилающей поверхности и т.д. Сами модели и значения всех входящих в них параметров требуют уточнения и ревизии при появлении новых экспериментальных данных. В этом направлении в ИФА РАН в настоящее время разрабатывается более подробная модель 3-D спектра случайных неоднородностей показателя преломления в стратосфере, в которую, в частности, войдут результаты всей совокупности данных наблюдений мерцаний звезд с орбитальной станции «Мир» [12, 21].

Тем не менее разработанные модели позволили уточнить понимание основных эффектов, связанных с влиянием тропосферной и стратосферной турбулентности на эффективность транспортировки лазерной энергии от лазерного источника, находящегося на высотах 10–15 км, к космическому аппарату при его перемещении с низких орбит на геостационарную. Проведенные оценки показали, что эффекты уширения пучков с длиной волны 1,06 и 0,53 мкм, обусловленные флуктуациями показателя преломления в атмосфере, являются одним из основных факторов, определяющих возможности доставки лазерной энергии к аппарату с лазерным реактивным двигателем. Эти оценки могут послужить



жить основой для выбора оптимальных параметров (диапазон зенитных углов, высота излучателя, направление и скорость его движения, эффективное время передачи излучения) оптической трассы на различных участках траектории разгона спутника. Показано, что для зенитных углов  $\theta < 70^\circ$  основное влияние оказывает колмогоровская турбулентность, а дополнительный эффект анизотропных неоднородностей становится существенным для трасс с зенитными углами, близкими к  $90^\circ$ . Турбулентные эффекты значительно ослабевают при увеличении высоты излучателя до 15 км. Для эффективной транспортировки энергии лазерного пучка целесообразно ограничиться зенитными углами  $\theta < 60\text{--}70^\circ$ .

Данная работа выполнена в рамках проекта МНТЦ № 1801.

1. *Tsujikawa Y., Imasaki K., Niino M., Manami Y., Hatsuda Y.* Japanese activity on the laser application in space // Proc. of SPIE.
2. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 278 с.
3. *Аксенов В.П., Банах В.А., Валуев В.В., Зуев В.Е., Морозов В.В., Смалыхо И.Н., Цвык Р.Ш.* Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / Под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 340 с.
4. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
5. *Fritts D.C.* A review of gravity wave saturated processes, effects, and variability in the middle atmosphere // PAGEOPH. 1989. V. 130. N 2–3. P. 343–371.
6. *Smith S.A., Fritts D.C., Van Zandt T.E.* Evidence for a saturated spectrum of atmospheric gravity waves // J. Atmos. Sci. 1987. V. 44. N 10. P. 1404–1410.
7. *Банах В.А., Смалыхо И.Н.* Распространение лазерного пучка в стратосфере // Оптика атмосф. и океана. 1994. Т. 7. № 10. С. 1357–1370.
8. *Grechko G.M., Gurvich A.S., Kan V., Kireev S.V., Savchenko S.A.* Anisotropy of spatial structures in the middle atmosphere // Adv. Space Res. 1992. V. 12. N 10. P. 169–175.
9. *Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В., Савченко С.А., Пахомов А.И.* Наблюдения атмосферных мерцаний звезд с орбитальных станций «Салют-7» и «Мир» // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 12. С. 1119–1131.
10. *Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В., Пахомов А.И., Подвязный Я.П., Савченко С.А.* Наблюдения турбулентности в атмосфере на высотах 20–70 км // Докл. РАН. 1997. Т. 357. № 5. С. 683–686.
11. *Гурвич А.С., Кан В., Савченко С.А., Пахомов А.И., Боровихин П.А., Волков О.Н., Калери А.Ю., Авдеев С.В., Корзун В.Г., Падалка Г.И., Подвязный Я.П.* Исследование турбулентности и внутренних волн в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса: I. Наблюдения и анализ дисперсии мерцаний. II. Распределения вероятностей и спектры мерцаний // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2001. Т. 37. № 4. С. 469–501.
12. *Гурвич А.С.* Параметры турбулентности, внутренних волн и диссипация кинетической энергии в стратосфере по наблюдениям из космоса // Докл. РАН. 2002. Т. 385. № 2. С. 242–246.
13. *Dalaudier F., Gurvich A.S., Kan V., Sidi C.* Middle stratosphere temperature spectra observed with stellar scintillation and in situ techniques // Adv. Space Res. 1994. V. 14. N 9. P. 61–64.
14. *Tsuda T., Van Zandt T.E., Mizumoto M., Kato S., Fukao S.* Spectral analysis of temperature and Brunt – Vaisala frequency fluctuations observed by radiosondes // J. Geophys. Res. D. 1991. V. 96. N 9. P. 17265–17278.
15. *Fritts D.C., Tsuda T., Sato T., Fukao S., Kato S.* Observational evidence of a saturated gravity wave spectrum in the troposphere and lower stratosphere // J. Atmos. Sci. 1988. V. 45. N 12. P. 1741–1759.
16. *Gurvich A.S., Brekhovskikh V.L.* Study of the turbulence and inner waves in the stratosphere based on the observations of stellar scintillations from space: A model of scintillation spectra // Waves Random Media. 2001. V. 11. № 3. P. 163–181.
17. *Госспард Э.Э., Хук У.Х.* Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
18. *Грачева М.Е., Гурвич А.С.* Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1980. Т. 16. № 10. С. 1107–1111.
19. *Weinstock J.* Using radar to estimate dissipation rates in thin layers of turbulence // Radio Sci. 1981. V. 16. N 6. P. 1401–1406.
20. *Sato T., Woodman R.F.* Fine altitude resolution radar observations of stratospheric turbulent layers by the Arecibo 430 MHz radar // J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. N 11. P. 2546–2552.
21. *Гурвич А.С., Кан В.* Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд: I. Модель 3D спектра и реконструкция ее параметров. II. Характерные масштабы, структурные характеристики и диссипация кинетической энергии // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2003 (в печати).
22. *Гурвич А.С., Кан В., Федорова О.В.* Радиопросвечивание стратосферы спутниками GPS-Microlab-1: Фазовые флуктуации // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2000. Т. 36. № 3. С. 330–338.
23. *Шереметьева Т.А., Филитов Г.Н.* Метод моделирования случайных возмущений волнового фронта с широким диапазоном масштабов флуктуаций // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 529–533.

*Yu.A. Rezunkov, V.V. Vorob'ev, V. Kan, V.M. Osipov, T.A. Sheremeteva.* **Evaluations of the middle atmosphere influence on high-power laser beam propagation. II. Beam distortions caused by isotropic and stratified inhomogeneities.**

The effect of the isotropic and anisotropic components of the random field of the refractive index on beam propagation is analyzed. To estimate the effect of the isotropic component, the Kolmogorov turbulence model is used for altitudes of 10–20 km, and for altitudes of 20–50 km we use the two-component model of the 3D spectrum of refractive index fluctuations in the stratosphere developed based on occultation observations of stellar scintillation from orbiting stations. The effect of inhomogeneities on laser beam parameters is estimated analytically. The estimates obtained show that Kolmogorov turbulence is one of the major factors restricting the possibilities of laser energy transfer to orbital transfer vehicles. Propagation of laser radiation is simulated numerically for preset paths with the use of phase screen models. For numerical simulation of phase screens, the method of modeling stochastic fields with a wide spatial spectrum of inhomogeneities is applied.