

А.С. Гурвич, О.В. Федорова

Восстановление параметров турбулентности в условиях сильных мерцаний

Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, г. Москва

Поступила в редакцию 30.07.2007 г.

Исследованы пространственные спектры сильных мерцаний за фазовым экраном с изотропными неоднородностями. Среда, формирующая экран, описывалась колмогоровским 3D-спектром неоднородностей. Расчеты проведены применительно к условиям оптических наблюдений сквозь атмосферу Земли с борта космического аппарата. Изучены области применимости трех различных приближений решения уравнений для 2D-спектров. Исследована возможность решения обратной задачи определения параметров среды по наблюдаемым 1D-спектрам сильных мерцаний. Оконтурена область измеряемых параметров, в которой имеется решение обратной задачи, устойчивое по отношению к ошибкам измерений.

Введение

Широко распространено мнение, что по наблюдениям сильных насыщенных мерцаний чрезвычайно трудно определить характеристики турбулентности [1]. Приближение слабых мерцаний успешно используется для реконструкции параметров турбулентности на основе спутниковых наблюдений звезд сквозь атмосферу Земли [2, 3]. В [4] были уточнены границы применимости этого приближения для определения параметров анизотропных неоднородностей, порождаемых внутренними волнами в атмосфере. В данной статье исследуется возможность определения параметров локально изотропной турбулентности из измерений спектров сильных мерцаний. Задача ставится применительно к условиям, при которых турбулизованная среда локализована на большом расстоянии от плоскости наблюдения.

Исследование проводится на основе численных расчетов с использованием модели фазового экрана. Эта модель широко применяется в исследованиях мерцаний, порожденных неоднородностями межпланетной среды и атмосфер планет, включая атмосферу и ионосферу Земли. Для модели фазового экрана известны интегральные соотношения, связывающие спектры мерцаний со спектрами фазовых флуктуаций на экране [5]. Последние, в свою очередь, определяются спектрами флуктуаций показателя преломления среды, через которую распространяется волна. Интегральные соотношения в общем виде были сформулированы В.И. Шишовым [6, 7]. Они являются основой для численного моделирования исходных данных, необходимых для решения обратной задачи. В этой части наши исследования примыкают по тематике к [8], где представлен численный анализ флуктуаций интенсивности за колмогоровским фазовым экраном, а также к [9, 10], где исследовались двумерные спектры мерцаний за изотропным степенным фазовым экраном со спектром,

характеризующимся малым по сравнению с масштабом Френеля внутренним масштабом и различными показателями степени между 2 и 6 на степенном участке.

Отметим, что интерес к теоретическим исследованиям сильных мерцаний сохраняется до самого последнего времени [11–13]. Это связано с быстрым ростом применения спутниковых методов зондирования атмосферы Земли, основанных на просвечивании ее оптическими и радиоволнами [14–18].

В настоящей статье рассмотрены пространственные спектры сильных мерцаний, наблюдаемых за фазовым экраном с изотропными неоднородностями порядка и более мелкомасштабными, чем масштаб Френеля R_F . Параметры задачи для определенности выбраны так, что они соответствуют условиям оптических наблюдений сквозь атмосферу Земли с борта космического аппарата. С точными расчетами 2D-спектров сравниваются различные приближения. Вместе с известными приближениями используется предложенная в [12, 13] асимптотическая формула для расчета длинноволновой части спектра. Наряду с прямой задачей — вычислением спектров мерцаний по заданным характеристикам среды — рассматривается обратная — определение параметров среды по наблюдаемым 1D-спектрам.

Теория

Модель плоского фазового экрана [19] была построена, исходя из предположения, что экран образован слоем турбулентной среды с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления n [20]:

$$\Phi_n(\mathbf{k}) = \frac{\Gamma(8/3)\sin(\pi/3)}{4\pi^2} C_n^2 k^{-11/3} \exp\left(\frac{-k^2}{\kappa_m^2}\right),$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \quad (1)$$

где C_n^2 – структурная характеристика, определяющая мощность флуктуаций; \mathbf{k} – волновой вектор; κ_m – волновое число, определяющее внутренний масштаб. В модели фазового экрана основную роль играет эффективная структурная характеристика $C_{ef}^2 = C_n^2 L_t$, где L_t – эквивалентная толщина фазового экрана.

Двумерная спектральная плотность F_I мерцаний определяется уравнениями [6, 7]:

$$F_I(k_z, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dz dy \left\{ \exp \left[-\Psi \left(z, y, \frac{Lk_z}{k_0}, \frac{Lk_y}{k_0} \right) \right] - 1 \right\} \times \exp(-i(k_z z + k_y y)); \quad (2)$$

$$\Psi(z, y, z', y') = D_S(z, y) + D_S(z', y') - \frac{1}{2} [D_S(z + z', y + y') + D_S(z - z', y - y')], \quad (3)$$

где $D_S(z, y)$ – структурная функция флуктуаций фазы волны на выходе из экрана. Для модели (1) выражение для структурной функции известно [20]:

$$D_S(R) = \frac{6}{5} \Gamma \left(\frac{1}{6} \right) \Gamma \left(\frac{8}{3} \right) \sin \frac{\pi}{3} k_0^2 C_{ef}^2 \kappa_m^{-5/3} \times \left[M \left(-\frac{5}{6}, 1, -\frac{R^2 \kappa_m^2}{4} \right) - 1 \right], \quad (4)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число света; M – вырожденная гипергеометрическая функция.

В изотропном случае $F_I = F_I(K)$, $K^2 = k_z^2 + k_y^2$. Важной характеристикой случайного поля за экраном является функция когерентности $\Gamma_2(\mathbf{R}) = \exp[-D_S(\mathbf{R})/2]$, $\mathbf{R} = \{z, y\}$ [5].

В качестве параметра, характеризующего интенсивность мерцаний, так же как и в [4, 12, 13], выбирается дисперсия мерцаний β_0^2 , вычисленная в приближении слабых мерцаний [20] в плоскости наблюдения на расстоянии L от экрана. Для модели (1) в этом приближении получаем

$$\beta_0^2 = \frac{6}{5} \Gamma \left(\frac{1}{6} \right) \Gamma \left(\frac{8}{3} \right) \sin \frac{\pi}{3} k_0^2 C_{ef}^2 R_F^{5/3} (R_F \kappa_m)^{-5/3} \times \left\{ \left[1 + (R_F \kappa_m)^4 \right]^{5/12} \cos \left[\frac{5}{6} \arctg(R_F \kappa_m)^2 \right] - 1 \right\}, \quad (5)$$

где масштаб Френеля $R_F = \sqrt{L/k_0}$.

В эксперименте измеряются, как правило, одномерные спектры мерцаний. Для изотропного случая 1D-спектры $V_I(\kappa)$ связаны с 2D-спектрами уравнением [20]:

$$V_I(\kappa) = 2 \int_{\kappa}^{\infty} F_I(K) \frac{K}{\sqrt{K^2 - \kappa^2}} dK, \quad (6)$$

где κ – одномерное волновое число.

Анализ сильных мерцаний ($\beta^2 = \int d^2 \kappa F_I(\kappa) > 1$) на основе интеграла (2) требует больших вычислительных затрат. Поэтому часто используются различные приближения для отдельных областей 2D-

спектра. Исторически первым было приближение спектром квадрата функции когерентности Γ_2^2 [6, 7] для коротких волн:

$$F_I(K) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \exp[-D_S(\rho)] J_0(K\rho) \rho d\rho, \quad (7)$$

где J_0 – функция Бесселя.

Для длинных волн существует так называемое рефракционное приближение [6, 7, 10, 19]:

$$F_R(K) = \exp[-D_S(KL/k_0)] F_I^{(1)}(K), \quad (8)$$

где $F_I^{(1)}(K)$ – 2D-спектр слабых мерцаний в первом приближении метода возмущений [20]:

$$F_I^{(1)}(K) = 8\pi k_0^2 L_t \Phi_n(K) \sin^2 \left(\frac{LK^2}{2k_0} \right).$$

В [12, 13] была предложена приближенная формула для описания коротковолновой области 2D-спектров, полученная в результате разложения Ψ в уравнении (2) в ряд Тэйлора по малым $\{z, y\}$ в окрестности точки $\{z, y\} = 0$. Отметим, что аппроксимация Ψ квадратичным многочленом применялась ранее в [21] при расчете дисперсии сильных мерцаний. При этом в точке $\{z, y\} = 0$ $\Psi = 0$, а первый член разложения, нечетный по $\{z, y\}$, выпадает после выполнения интегрирования по этим переменным. Для модели (1) получаем, сохраняя второй член разложения порядка $\{z, y\}^2$:

$$\Psi(z, y, K) \sim G(K)(w^2 + k_y^2) + H(K)(k_z w + k_y v)^2, \quad (9)$$

где

$$w = z/R_F^2; \quad v = y/R_F^2; \quad B = R_F^4 \kappa_m^2;$$

$$A = \frac{6}{5} \Gamma \left(\frac{1}{6} \right) \Gamma \left(\frac{8}{3} \right) \sin \left(\frac{\pi}{3} \right) k_0^2 C_{ef}^2 \kappa_m^{-5/3};$$

$$G(K) = \frac{5AB^2}{12} \left[1 - M \left(\frac{1}{6}, 2; -\frac{BK^2}{4} \right) \right];$$

$$H(K) = \frac{5AB^2}{288} M \left(\frac{7}{6}, 3; -\frac{BK^2}{4} \right).$$

После подстановки (9) в (2) и интегрирования по $\{z, y\}$ получаем уравнение для приближения F_A :

$$F_A(K) = \frac{R_F^4}{4\pi^2} \frac{48\sqrt{6}\pi \exp \left[-\frac{144R_F^4 K^2}{5AB(24G + BHK^2)} \right]}{5AB\sqrt{G(24G + BHK^2)}}. \quad (10)$$

Области применимости приближений (7), (8), (10) будут исследованы далее сравнением с результатами численного интегрирования уравнения (2).

2D-спектры мерцаний и их приближения

Проведенные исследования основаны на численном решении уравнения (2) для модели (1). Расчеты

проведены применительно к условиям оптических наблюдений сквозь атмосферу Земли с борта космического аппарата. Длина волны излучения λ и расстояние L были приняты равными $5 \cdot 10^{-7}$ м и 2200 км, масштаб Френеля R_F соответственно равен 0,418 м. В уравнение (5) для интенсивности мерцаний β_0^2 входит безразмерный волновой параметр $W = R_F k_m$. Его значения задавались равными 2, 6, 20, 60, 200 и в случае внутреннего масштаба, равного нулю, $W = \infty$. Выбранные значения W соответствуют тому, что внутренний масштаб неоднородностей менялся от величины, сравнимой с масштабом Френеля, до нуля. Для интенсивности мерцаний β_0^2 были взяты значения 10, 100, 1000, 10000. Всего были рассчитаны 24 варианта спектров. В [6, 7] показано, что характерным малым масштабом в плоскости наблюдения сильных мерцаний являлся радиус когерентности R_C , который определялся уравнением $D_S(R_C) = 2$. Радиус когерентности менялся в наших расчетах примерно от 150 мм для $\beta_0^2 = 10$ до 2–4 мм для $\beta_0^2 = 10000$.

На рис. 1 показаны 2D-спектры мерцаний для 12 вариантов значений параметров для расчета. По оси абсцисс отложено произведение волнового числа на радиус когерентности, по оси ординат — спектральная плотность, умноженная на квадрат волнового числа, именуемая далее спектром для краткости.

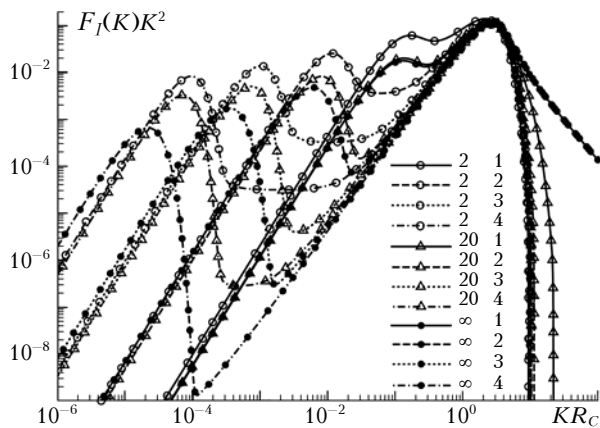


Рис. 1. 2D-спектры мерцаний для значений волнового параметра $W = 2, 20, \infty$. В легенде первое число соответствует W , второе — $\lg \beta_0^2$

В таком представлении площадь под кривой пропорциональна дисперсии мерцаний. Остальные 12 рассчитанных вариантов занимают промежуточные положения по отношению к представленным на рис. 1.

На рис. 1 видно, что спектры имеют два максимума. Обычно длинноволновый максимум носит название рефракционного, а коротковолновый — дифракционного. Положения коротковолновых максимумов по оси волновых чисел, нормализованных на R_C , и их значения близки друг к другу. Спектры для волновых параметров W , равных 200 и ∞ , до области коротковолнового максимума практически совпадают для $\beta_0^2 = 10 \div 1000$. Вправо от коротковолнового максимума спектры с $W = \infty$ отличаются от остальных — они пропорциональны $(KR_C)^{-5/3}$ для $KR_C \gg 1$. Расстояние между положениями мак-

симумов определяется в основном значением β_0^2 . При увеличении β_0^2 расстояние между максимумами по оси волновых чисел увеличивается, равно как и увеличивается разница их амплитуд. Плато между максимумами появляется при $W \leq 20$ и расширяется с ростом β_0^2 . Отметим согласие спектров, представленных на рис. 1, с результатами работы [10], где приведены 2D-спектры для трех значений внутреннего масштаба, одно из которых равно нулю.

На рис. 2 на примере варианта $W = 2, \beta_0^2 = 10000$ показано приближение 2D-спектра уравнениями (7), (8), (10).

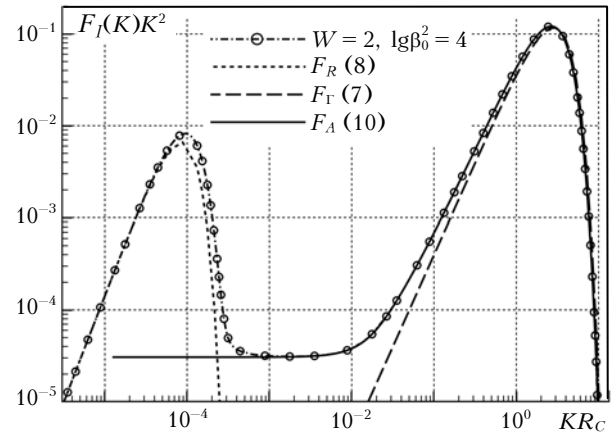


Рис. 2. Анализ приближенных уравнений (7), (8), (10) для вычисления 2D-спектров на примере варианта $W = 2, \beta_0^2 = 10000$

Схематическое представление качества этих приближений дано на рис. 3, на котором узлы сетки соответствуют значениям параметров, использованным при расчете F_I . Рефракционное приближение F_R (8) аппроксимирует область длинноволнового максимума. В максимуме F_R ниже точного решения. Соответствие между F_R и F_I тем лучше, чем больше W и β_0^2 . В зонах 1 и 2 на рис. 3 относительное

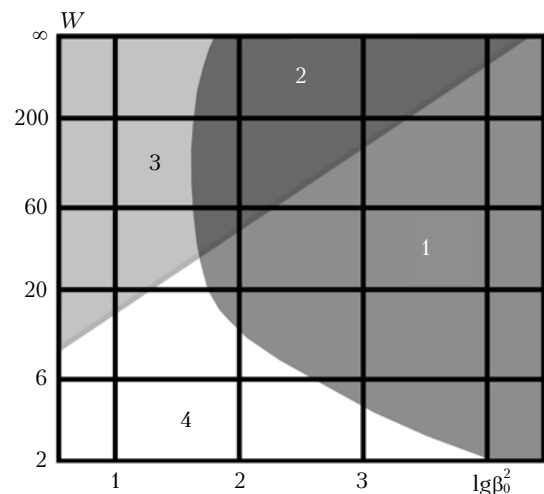


Рис. 3. Зоны применимости приближений (7), (8), (10) для 2D-спектров мерцаний на плоскости значений W и β_0^2 . Для длинноволновой области спектра: 1 и 2 — приближение F_R (8), для коротковолновой: 2 и 3 — приближение F_G (7), 1 и 4 — приближение F_A (10)

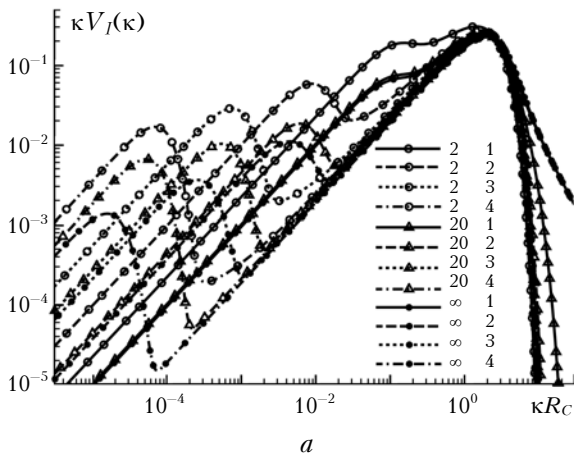
отклонение F_R от F_I в максимуме не превышает 20%. Граница зон между узлами сетки представляет собой ломаную линию, она сглажена для упрощения восприятия рисунка.

Приближение для коротковолновой области спектра — спектр квадрата функции когерентности F_Γ (7) — в окрестности максимума дает меньшие значения, чем точное решение. Отношение $F_I/F_\Gamma > 1$, и оно приближается к 1 по мере приближения к максимуму. Максимум F_Γ несколько смещен вправо по отношению к максимуму F_I . Отличия F_Γ от F_I тем меньше, чем больше W и β_0^2 . Приближение F_A (10), как показывает рис. 2, ближе к точному решению, чем F_Γ , в существенно более широком интервале волновых чисел. Это приближение передает промежуточное плато между двумя максимумами. В целом же F_A работает тем лучше, чем меньше W и чем больше β_0^2 . На рис. 3 в коротковолновой области в зонах 2 и 3 ближе к точному решению приближение F_Γ , а в зонах 1 и 4 — приближение F_A .

Суммируя оценки качества приближений, представленные схематически на рис. 3, мы видим, что в зоне 1 2D-спектр можно представить как сумму приближений (8) и (10), в зоне 2 — соответственно (8) и (7), в зоне 3 работает только (7), а в зоне 4 только (10).

1D-спектры мерцаний

На рис. 4 приведены точные решения для 1D-спектров (спектральных плотностей, умноженных на волновое число). На рис. 4, а волновые числа по оси абсцисс умножены на R_C . Общий вид 1D- и 2D-спектров в таком представлении сходен. Так же присутствуют длинноволновые и коротковолновые максимумы, и положение последних примерно соответствует рис. 1: $\kappa_{SW}R_C \sim 1$. Однако горизонтальные плато отсутствуют. Длинноволновые максимумы не формируются у вариантов с минимальным значением $\beta_0^2 = 10$. На рис. 4, б 1D-спектры представлены как функции безразмерного волнового числа $\kappa R_F^2/R_C$.



При этом длинноволновые максимумы группируются вблизи волнового числа $\kappa_{LW} \approx R_C/R_F^2 \equiv R_C k_0/L$.

Определение характеристик среды по спектрам мерцаний

Для выяснения принципиальной возможности реконструкции спектров турбулентности мы провели анализ уравнений, связывающих свойства среды и измеряемые спектры. Мы параметризовали задачу, поскольку нас интересовала информативность измерений мерцаний относительно параметров, характеризующих среду. Более изощренные и точные методы решения обратных задач имеет смысл анализировать при обработке реальных наблюдений с учетом их особенностей. Измерения проводятся с ограниченной точностью, в ограниченном диапазоне волновых чисел, с помехами от реальных шумов. Эти факторы и должны определять выбор метода решения обратной задачи. Мы же рассматривали идеализированную схему, в которой использовался конкретный вид структурной функции.

Для модели (1) спектры мерцаний определяются следующими параметрами: расстоянием от фазового экрана до наблюдателя L , эффективной структурной характеристикой экрана C_{ef}^2 и волновым числом κ_m . Рассмотрим возможность определения этих параметров по наблюдаемым 1D-спектрам, полагая, что результаты расчетов можно рассматривать как результаты «измерений».

Если расстояние L неизвестно, как, например, в радиоастрономических наблюдениях, и в наблюдаемом спектре, представленном в виде произведения спектральной плотности на волновое число, можно выделить два максимума, то, как следует из теории [6, 22] и получено из анализа данных, представленных на рис. 4, произведение соответствующих волновых чисел $\kappa_{LW}\kappa_{SW} \approx k_0/L$ сразу же может дать оценку расстояния L :

$$L \approx k_0/(\kappa_{LW}\kappa_{SW}). \quad (11)$$

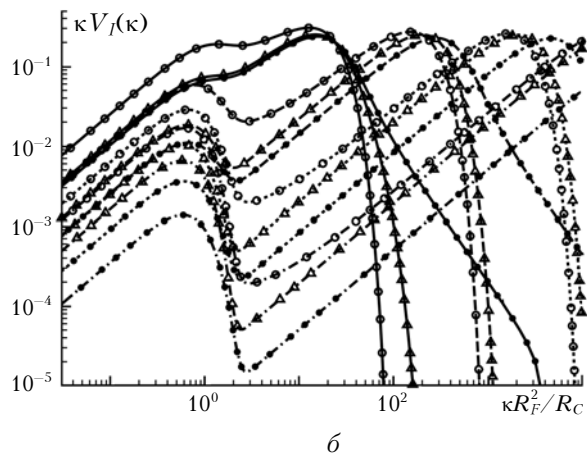


Рис. 4. 1D-спектры для значений волнового параметра $W = 2, 20, \infty$. В легенде — те же обозначения, что и на рис. 1: а — по оси абсцисс отложено безразмерное произведение κR_C ; б — $\kappa R_F^2/R_C$

Проведенные расчеты позволили определить погрешность этой оценки: она на 10–20% ниже точного значения L при $\beta_0^2 \geq 100$.

Далее будем считать, что расстояние L известно, как, например, при зондировании атмосферы Земли со спутников либо получена его оценка и имеется набор рассчитанных для этого значения L моделей. Остается 2 неизвестных — C_{ef}^2 и κ_m . В качестве полученных из наблюдений характеристик спектра мы выбрали отношение положений коротковолнового и длинноволнового максимумов $R_k = \kappa_{SW}/\kappa_{LW}$ и отношение амплитуд максимумов $RM = V_I(\kappa_{SW})\kappa_{SW}/[V_I(\kappa_{LW})\kappa_{LW}]$. Для модели (1) можно записать 2 уравнения:

$$f_1(W, \beta_0^2) = R_k, \quad f_2(W, \beta_0^2) = RM. \quad (12)$$

Неизвестные C_{ef}^2 и κ_m определяют W , β_0^2 в (12) с помощью уравнений $W = R_k \kappa_m$ и (5). Рассчитанные функции f_1 и f_2 показаны на рис. 5.

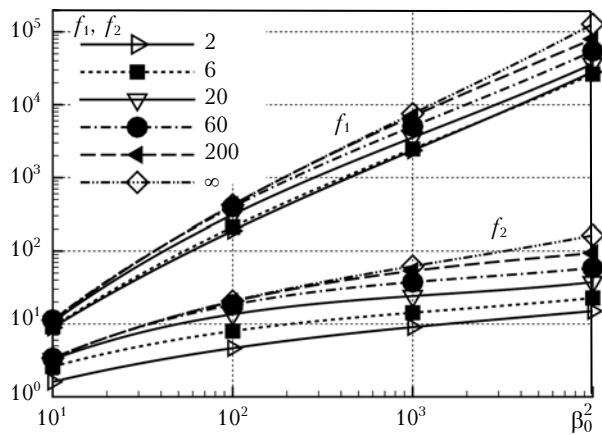


Рис. 5. Зависимость функций $f_1(W, \beta_0^2)$ и $f_2(W, \beta_0^2)$. Значения волнового параметра W приведены в легенде

Для измеренных значений R_k и RM уравнения (12) определяют 2 кривых на плоскости $\{W, \beta_0^2\}$. Решением обратной задачи являются точки пересечения этих кривых. Если в точке пересечения угол между касательными к кривым не мал, то погрешность решения по порядку величины равна ошибке измерений и не должно возникнуть серьезных проблем при реконструкции параметров. Если этот угол стремится к нулю, то для уменьшения погрешности восстановления придется использовать ту или иную априорную информацию о решении. Иными словами, надо прибегнуть к регуляризации, чтобы получить некоторый разумный результат. Наконец, если кривые вообще не пересекаются в области имеющихся данных измерений, например по причине недостаточной разрешающей способности метода измерений, то восстановление всего набора параметров оказывается невозможным. При этом приходится рассчитывать на восстановление только одного из параметров, например C_{ef}^2 , полагая κ_m априори известным.

Рис. 6 иллюстрирует положение кривых (12) на плоскости $\{W, \beta_0^2\}$ для двух примеров: один, когда можно рассчитывать на решение обратной зада-

чи с небольшими погрешностями, и второй, когда определение двух параметров невозможно.

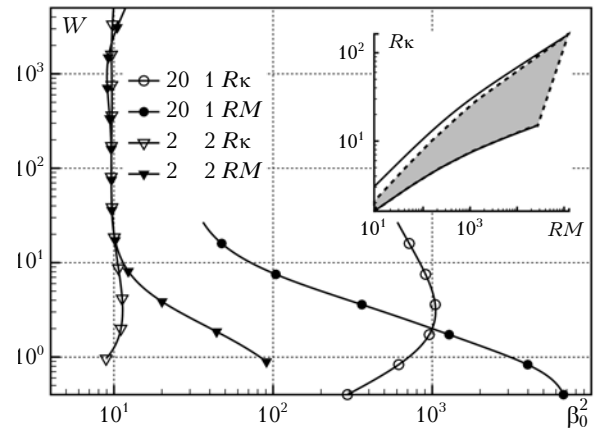


Рис. 6. Кривые $f_1(W, \beta_0^2) = R_k$ и $f_2(W, \beta_0^2) = RM$ для двух примеров: $\{W = 20, \lg \beta_0^2 = 1, R_k = 10,6 \text{ рад/м}, RM = 3,26\}$ и $\{W = 2, \lg \beta_0^2 = 2, R_k = 190 \text{ рад/м}, RM = 4,65\}$. Заштрихованная зона показывает область измеряемых параметров $\{R_k, RM\}$, в которой погрешность восстановленных значений близка к погрешности измерений

На фрагменте представлена плоскость $\{R_k, RM\}$, на которой околнута зона, соответствующая всем нашим «измерениям». В этой зоне на основе анализа окрестностей точек пересечения кривых, представленных на рис. 6, заштрихована та часть, в которой можно ожидать, что погрешность восстановленных значений не будет сильно отличаться от погрешности измерений. Вне этой области решение обратной задачи требует использования методов регуляризации. Удобством такого представления является то, что параметры R_k , RM могут быть получены из реальных измерений.

Заключение

Рассмотрены пространственные спектры мерцаний за фазовым экраном с изотропными неоднородностями. Среда, формирующая экран, описывалась колмогоровским 3D-спектром неоднородностей, включающим гауссово затухание с внутренним масштабом, который меняется от масштаба Френеля до нуля. Расчеты спектров сильных мерцаний проведены применительно к условиям оптических наблюдений сквозь атмосферу Земли с борта космического аппарата. Исследование основано на численном решении уравнения (2). Изучена зависимость 2D- и 1D-спектров мерцаний от двух безразмерных параметров задачи: волнового параметра $W = \kappa_m \sqrt{L/k_0}$, определяемого внутренним масштабом неоднородностей, и параметра β_0^2 , определяющего интенсивность мерцаний, рассчитанную по теории возмущений (5). Для 2D-спектров рассмотрены области применимости приближенных уравнений (7), (8), (10). Показано, что основанное на разложении $\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ по малому \mathbf{R} приближение (10) ближе к точному решению в значительно более широкой области значений

параметров, чем распространенное приближение спектра мерцаний спектром квадрата функции когерентности.

Показано, что в наблюдениях 1D-спектров сильных мерцаний содержится информация о параметрах среды, формирующей фазовый экран. На плоскости $\{R_k, RM\}$ околонулена область, в которой имеется решение обратной задачи, устойчивое по отношению к ошибкам измерений.

Авторы выражают глубокую благодарность В.В. Воробьеву за полезные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-05-64357).

1. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 270 с.
2. Гурвич А.С., Кан В. Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса: 1. Модель 3D-спектра и реконструкция ее параметров // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2003. Т. 39. № 3. С. 335–346.
3. Sofieva V.F., Gurvich A.S., Dalaudier F., Kan V. Reconstruction of internal gravity wave and turbulence parameters in the stratosphere using GOMOS scintillation measurements // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. D12113, doi:10.1029/2006JD007483.
4. Гурвич А.С., Воробьев В.В., Федорова О.В. К определению параметров спектра внутренних волн в стратосфере по наблюдениям сильных мерцаний звезд из космоса // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2006. Т. 42. № 4. С. 502–513.
5. Рытов С.М., Крайцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
6. Шишов В.И. Дифракция волн на сильно преломляющем фазовом экране // Изв. вузов. Радиофиз. 1971. Т. 14. № 1. С. 85–92.
7. Шишов В.И. Зависимость вида спектра мерцаний от вида спектра неоднородностей показателя преломления. 1. Фазовый экран // Изв. вузов. Радиофиз. 1974. Т. 17. № 11. С. 1684–1691.
8. Банах В.А., Смалыхо И.Н. Распространение лазерных пучков на вертикальных и наклонных протяженных трассах через турбулентную атмосферу // Оптика атмосфер. и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 377–385.
9. Goodman J., Narayan R. Slow pulsar scintillation and the spectrum of the interstellar electron density fluctuations // Roy. Astronom. Soc. Monthly Notices. 1985. V. 214. N 4. P. 519–537.
10. Goodman J.J., Romani R.W., Blandford R.D., Narayan R. The effects of caustics on scintillating radio-sources // Roy. Astronom. Soc. Monthly Notices. 1987. V. 229. N 1. P. 73–102.
11. Алимов В.А., Рахлин А.В. Фазовые флуктуации радиоволн в режиме насыщенных мерцаний // Изв. вузов. Радиофиз. 2005. Т. 48. № 4. С. 275–282.
12. Воробьев В.В., Маракасов Д.А., Федорова О.В. Спектры сильных мерцаний, вызываемых крупномасштабными анизотропными стратосферными неоднородностями, при наблюдении звезд с ИСЗ // Оптика атмосфер. и океана. 2006. Т. 19. № 12. С. 1004–1012.
13. Гурвич А.С., Воробьев В.В., Маракасов Д.А., Федорова О.В. Спектры сильных мерцаний за фазовым экраном с крупномасштабными анизотропными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 2007. Т. 50. № 9. (в печати).
14. 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: 1. Наблюдения и анализ дисперсии мерцаний // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2001. Т. 37. № 4. С. 469–486.
15. Sokolovskiy S.V. Inversions of radio-occultation amplitude data // Radio Sci. 2000. V. 35. N 1. P. 95–106.
16. Кан В., Матюгов С.С., Яковлев О.И. Структура неоднородностей стратосферы по данным радиопросвечивания на трассах спутник – спутник // Изв. вузов. Радиофиз. 2002. Т. 45. № 8. С. 652–663.
17. Гурвич А.С., Кан В., Савченко С.А., Пахомов А.И., Падалка Г.И. Исследование турбулентности и внутренних волн в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса: 2. Распределения вероятностей и спектры мерцаний // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2001. Т. 37. № 4. С. 487–501.
18. Гурвич А.С., Кан В. Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса: 2. Характерные масштабы, структурные характеристики и диссипация кинетической энергии // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2003. Т. 39. № 3. С. 347–358.
19. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 317 с.
20. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
21. Якушкин И.Г. Флуктуации интенсивности поля плоской волны за хаотическим фазовым экраном // Изв. вузов. Радиофиз. 1974. Т. 17. № 9. С. 1350–1356.
22. Hinson D.P. Strong scintillations during atmospheric occultations. Theoretical intensity spectra // Radio Sci. 1986. V. 21. N 2. P. 257–270.

A.S. Gurvich, O.V. Fedorova. Turbulence parameter retrieval under conditions of strong scintillations.

The spatial spectra of strong scintillations behind a phase screen with isotropic irregularities are explored. The medium forming a screen, was described by a Kolmogorov 3D spectrum of irregularities. The calculations are carried out with reference to requirements of optical observations through the Earth's atmosphere from a board of a satellite. The fields of applicability of 3 approximate equations for 2D spectra are investigated. The capability of the solution of an inverse problem of definition of a medium parameters on observed 1D spectra of strong scintillations is explored. The area of measured parameters is outlined, in which the solution of an inverse problem is present, inconvertible in relation to errors of measuring.