

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 551.593.13:621.396.96

Спектры мерцаний, формируемых неоднородностями с переменной анизотропией

О.В. Федорова*

*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН
119017, г. Москва, Пыжевский пер., 3*

Поступила в редакцию 8.07.2011 г.

Проведены расчеты спектров мерцаний звезд, наблюдаемых сквозь атмосферу Земли на космических аппаратах. Рассмотрены три различные модели 3D-спектра неоднородностей, формирующих мерцания: изотропные, анизотропные и неоднородности с переменной анизотропией. Вычислены 2D- и 1D-спектры мерцаний для фазового экрана в приближении слабых мерцаний. Показано, что одномерные спектры для разных моделей неоднородностей могут быть близки друг к другу. Учет переменной анизотропии не меняет радикально характер спектров по сравнению с моделью неоднородностей с постоянной анизотропией.

Ключевые слова: зондирование атмосферы из космоса, турбулентность, анизотропные и изотропные неоднородности, переменная анизотропия, спектры слабых мерцаний; sounding of atmosphere from space, turbulence, anisotropic and isotropic irregularities, variable anisotropy, weak scintillation spectra.

Введение

Атмосфера содержит неоднородности плотности различных типов, влияющие на общую циркуляцию и определяющие статистические свойства световых и акустических волн, распространяющихся сквозь атмосферу. Исследование неоднородностей в верхней тропосфере и нижней стратосфере имеет важное практическое значение, связанное с безопасностью полетов воздушной техники [1]. Одним из способов изучения неоднородностей является активно развивающийся в последние десятилетия метод наблюдения со спутников сквозь атмосферу мерцаний излучения звезд либо источников, находящихся на борту космических аппаратов, в оптическом или радиодиапазонах. Как показали эти исследования, в устойчиво-стратифицированных слоях атмосферы неоднородности вытянуты в горизонтальном направлении [2, 3]. Свойства трехмерных неоднородностей характеризуются их 3D-спектром, который определяет вид 2D- и 1D-спектров формируемых мерцаний. Поскольку 2D-спектры мерцаний измерять трудно, в эксперименте, как правило, измеряются 1D-спектры.

В настоящей статье рассматриваются спектры мерцаний, порождаемые тремя различными типами неоднородностей. Первый тип — изотропные неоднородности. Формируемые ими спектры мерцаний исследуются давно [4], и мы приводим их только для сравнения. Второй — анизотропные неоднородности, которые рассматривались в работах по сильным мерцаниям [5–7]. Третий из рассматриваемых здесь 3D-спектров вначале был предложен И.П. Чунгузовым в [8], где была развита теория, показавшая

возможность возникновения сильно анизотропных неоднородностей температуры и скорости ветра в нелинейном поле случайных внутренних волн в устойчиво-стратифицированной атмосфере. Затем этот спектр был модифицирован в [9, 10], где было учтено плавное уменьшение анизотропии неоднородностей при уменьшении их вертикального масштаба. Спектры мерцаний, формируемые неоднородностями с переменной анизотропией, до сих пор не исследовались. Здесь они вычисляются и сравниваются со спектрами, формируемыми изотропными и анизотропными неоднородностями.

1. Уравнения для трех вариантов 3D-спектра

Будем рассматривать 3D-спектры относительных флуктуаций N — показателя преломления: $v = (N - \langle N \rangle) / \langle N \rangle$. Для изотропных неоднородностей использовался спектр Колмогорова–Обухова–Корзина [4] с внутренним и внешним масштабами:

$$\Phi 1_v(\mathbf{k}) = C_v^2 (K^2 + \kappa_*^2)^{-\frac{11}{6}} \exp\left(-\frac{K^2}{\kappa_m^2}\right), \quad K^2 = k_{\perp}^2 + k_z^2, \quad (1)$$

где k_z — вертикальное волновое число; k_{\perp} — волновое число в горизонтальной плоскости: $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$. Структурная характеристика C_v^2 задает «мощность» изотропных неоднородностей, κ_* , κ_m определяют соответственно внешний $2\pi/\kappa_*$ и внутренний $2\pi/\kappa_m$ масштабы.

Для анизотропных неоднородностей, аналогично [5–7], использовалась следующая модель 3D-спектра:

* Ольга Владимировна Федорова (ovfedorova@mail.ru).

$$\Phi_{2v}(\mathbf{k}) = C_2 \eta^2 (K_{an}^2 + \kappa_z^2)^{-5/2} \exp\left(-\frac{K^2}{\kappa_w^2}\right),$$

$$K_{an}^2 = \eta^2 k_{\perp}^2 + k_z^2, \quad (2)$$

где η — коэффициент анизотропии. В экспоненту в (2) вертикальное и горизонтальное волновые числа входят одинаковым образом, так как внутренний масштаб κ_w связан с молекулярной вязкостью. При $\kappa_* \ll \kappa_w$ спектр (2) имеет достаточно протяженный интервал $\kappa_* \ll K_{an} \ll \kappa_w$, внутри которого приближенно выполняется степенная зависимость $\Phi_{2v} \sim \eta^2 K_{an}^{-5}$. Этот спектр переходит в изотропный при масштабировании по оси Z .

3D-спектр относительных флуктуаций показателя преломления, основанный на предложенном в [9, 10] 3D-спектре относительных флуктуаций температуры, имеет вид

$$\Phi_{3v}(\mathbf{k}) = \frac{C_3 T_0^2 \omega_{BV}^4 \eta^2 (k_z)}{2g^2 |k_z|^5} \exp\left[-\frac{k_{\perp}^2 \eta^2 (k_z)}{2k_z^2}\right] \times$$

$$\times R\left(\frac{k_z}{\kappa_*}\right) \exp\left[-\frac{k_z^2 + k_{\perp}^2}{\kappa_w^2}\right]. \quad (3)$$

Здесь T_0 — температура невозмущенной среды на данной высоте; ω_{BV} — частота Брента–Вейселя; g — ускорение силы тяжести. Уравнение (3) так же, как и (1) и (2), включает два характерных масштаба. Вблизи внутреннего масштаба κ_w происходит сток энергии в турбулентность из-за процессов обрушения волн. Кроме того, в (3) неявно присутствует третий характерный масштаб κ_M . Он появляется в уравнении, характеризующем зависимость коэффициента анизотропии от вертикального волнового числа:

$$\eta(k_z) = \eta_0 \left[1 + \frac{\kappa_w^2}{\kappa_M^2 + k_z^2}\right]. \quad (4)$$

В (4) предполагается, что большая анизотропия крупномасштабных неоднородностей начинает существенно меняться при возрастании k_z до некоторого $\kappa_M > \kappa_*$. При дальнейшем возрастании k_z коэффициент анизотропии начинает убывать очень медленно, выходя на некоторое постоянное значение, равное $\eta_0 > 1$. Такая формула обеспечивает для горизонтального спектра относительных флуктуаций температуры пропорциональность волновому числу в степени $-5/3$ [10]. Наконец, $R(k_z/\kappa_*) = |k_z/\kappa_*|^5 / (1 + |k_z/\kappa_*|^5)$ — регуляризирующая функция, включение которой в (3) необходимо для того, чтобы существовала дисперсия v .

2. Двумерные и одномерные спектры мерцаний

Спектры относительных флуктуаций интенсивности излучения рассчитывались для используемой в [5–7, 11, 12] модели фазового экрана в прибли-

жении слабых мерцаний. Двумерный спектр в плоскости наблюдения следующим образом связан с 3D-спектром неоднородностей [13]:

$$F_I^{(1)}(k_z, k_y) = C \Phi_v(0, k_y, k_z) \sin^2 \left[\frac{L(k_z^2 + k_y^2)}{2k_0} \right], \quad (5)$$

где L — расстояние от фазового экрана до плоскости наблюдения; $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны. Параметр C здесь нас интересоваться не будет, так как все вычисленные спектры будут нормироваться на дисперсию мерцаний β_0^2 , пропорциональную C :

$$\beta_0^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_I^{(1)}(k_z, k_y) dk_z dk_y. \quad (6)$$

При расчетах использовались следующие значения параметров: $L = 3000$ км, $\lambda = 500$ нм, $\kappa_m = 1$ рад/м, $\kappa_w = 1$ рад/м, $\kappa_* = 0,005$ рад/м, коэффициент анизотропии для (2) принят равным 10, так как для такого значения слабо сказывается влияние сферичности, которая здесь не учитывается. Для модели (3) максимальное значение коэффициента анизотропии η_{\max} , соответствующее $k_z = 0$, также принималось равным 10, откуда $\kappa_M = 0,5$ рад/м. Для принятых значений L и λ радиус Френеля R_F равен 0,489 м, поэтому безразмерные величины масштабов составляют $\kappa_m R_F = \kappa_w R_F = 0,489$, $\kappa_* R_F = 0,00244$.

Принятые значения параметров являются модельными, но расчеты, проведенные для других значений масштабов, показывают, что основные полученные закономерности сохраняются. Далее все результаты представлены в безразмерных координатах.

Спектр, формируемый изотропными неоднородностями (1), является функцией одной переменной, но в моделях (2) и (3) присутствует анизотропия, поэтому соответствующие им 2D-спектры необходимо изображать на двумерном графике (рис. 1).

Так же, как в [12], спектральная плотность умножена на оба волновых числа и, кроме того, нормирована на β_0^2 . 2D-спектр для (1) симметричен. Максимумы спектров для (2) и (3) сдвинуты влево относительно (1) на порядок и более из-за присутствия анизотропии. Друг от друга спектры для (2) и (3) отличаются, главным образом, в области максимума. Для (3) эта область смещена вправо и вытянута по сравнению с областью до (2). Кроме того, правый конец спектра (3) сжат по вертикали.

Одномерные спектры получаются интегрированием двумерного спектра. 1D-спектр, измеренный вдоль прямой, наклоненной под углом α к вертикали, вычисляется следующим образом:

$$V_I^{(1)}(k, \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} F_I^{(1)}(k \cos \alpha - k' \sin \alpha, k \sin \alpha + k' \cos \alpha) dk',$$

где k — волновое число вдоль этой прямой. При $\alpha = 0$ измеряется вертикальный спектр, интегрирование производится по горизонтальной прямой. Угол $\alpha = 90^\circ$ соответствует горизонтальному спектру, интегрирование идет по вертикальной прямой. В случае про-

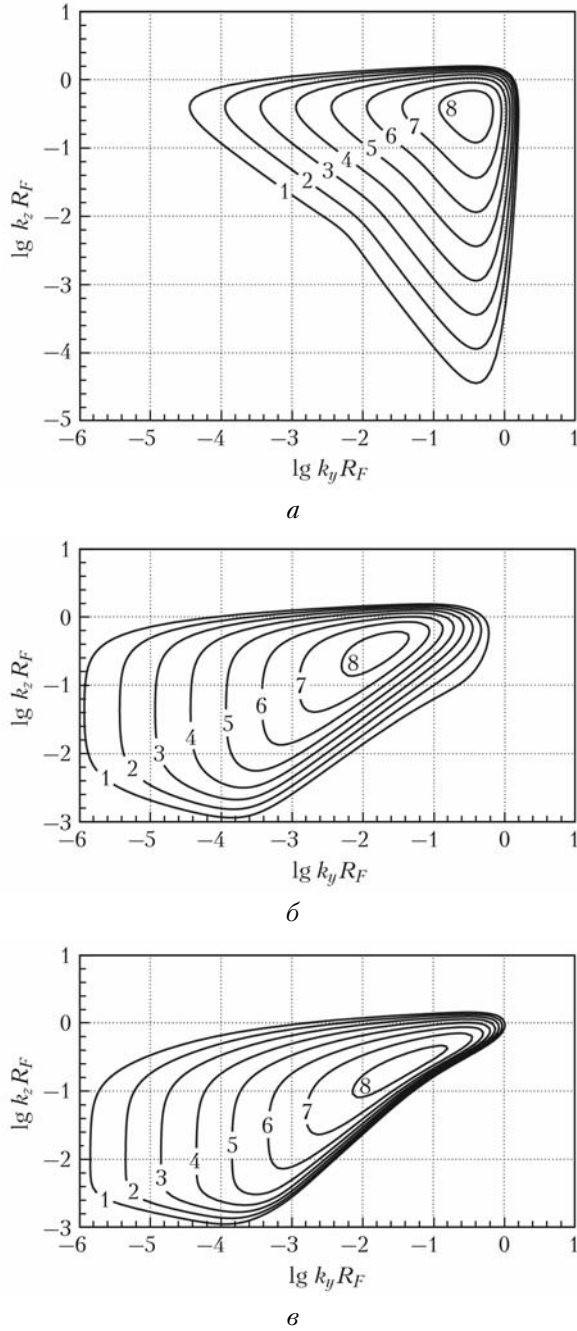


Рис. 1. 2D-спектры мерцаний: *a* – для модели (1); *б* – для модели (2); *в* – для модели (3). Приведены линии уровней величины $\lg \left[\frac{k_z k_y F_I^{(1)}(k_z, k_y)}{\beta_0^2} \right]$. Цифры на линиях соответствуют следующим значениям: 1 – -5; 2 – -4,5; 3 – -4; 4 – -3,5; 5 – -3; 6 – -2,5; 7 – -2; 8 – -1,5

извольного угла зондирования прямые при представлении в логарифмическом масштабе преобразуются в изогнутые траектории, примеры которых приведены в [12]. Уже по виду 2D-спектров на рис. 1 можно заключить, что вертикальные спектры для всех моделей должны быть похожи друг на друга, так как максимумы спектров расположены примерно на одном уровне по вертикальной координате, в то время как горизонтальные спектры для

моделей с анизотропией должны отличаться от спектра для изотропной модели. На рис. 2 приведены спектр мерцаний для модели (1), а также вертикальные и горизонтальные спектры для моделей (2) и (3).

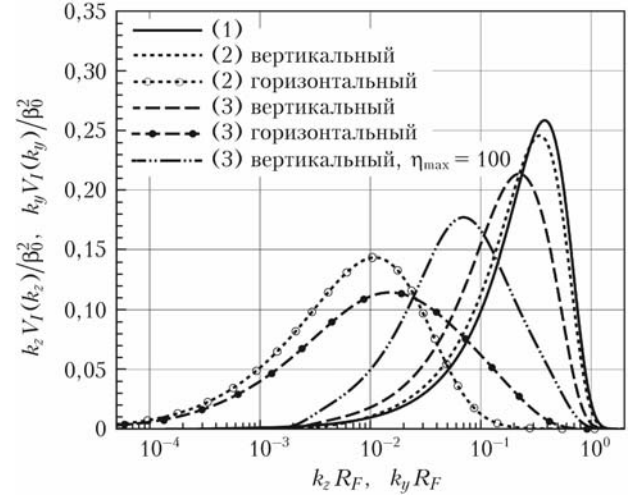


Рис. 2. Спектр модели (1), вертикальные и горизонтальные спектры для моделей (2), (3), вертикальный спектр модели (3) для значения $\eta_{\max} = 100$. Произведения спектральной плотности на волновые числа нормированы на дисперсии мерцаний β_0^2

Кроме того, для сравнения показан вертикальный спектр для (3) при значении $\eta_{\max} = 100$ (говорить о горизонтальном спектре для этого случая нельзя без учета сферичности). Произведения спектральной плотности на соответствующие волновые числа также нормированы на дисперсии мерцаний β_0^2 . Можно отметить большее сходство вертикального спектра для (2) с изотропным спектром, чем с вертикальным спектром для (3), хотя положение максимумов различается не более чем в 3 раза. Горизонтальные спектры для (2) и (3) отличаются более существенно. Спектр (3) распространяется вправо на больший интервал волновых чисел. Однако можно сделать вывод, что различия одномерных спектров недостаточно велики, чтобы можно было с уверенностью сделать выбор в пользу одной из этих моделей. Спектр для (3) с $\eta_{\max} = 100$ занимает промежуточное положение между вертикальными и горизонтальными спектрами для (2) и для (3) с $\eta_{\max} = 10$.

В [12] было показано, что для анизотропных спектров мерцаний с $\eta = 10 \div 30$ при увеличении угла α приближение формы одномерного спектра к форме горизонтального спектра происходит в узком интервале α вблизи 90° . Рассмотрение этого же приближения демонстрирует отличия между моделями (2) и (3). На рис. 3 показано, как трансформируются одномерные спектры при переходе от вертикального зондирования к горизонтальному.

Сравнивая верхнюю панель для (2) с нижней для (3), видим, что для модели (3) спектр быстрее приближается к горизонтальному при увеличении угла наклона α : если для (2) при $\alpha = 85^\circ$ спектр еще