

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.593.12:53.082.532

Мерцания звезд в спутниковом затменном эксперименте для атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией

В. Кан*

*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН
109017, г. Москва, Пыжевский пер., 3*

Поступила в редакцию 21.09.2015 г.

Рассмотрены свойства мерцаний звезд в спутниковом затменном эксперименте при синхронном зондировании атмосферы на разных длинах волн. Рассчитаны автоспектры и спектры когерентности мерцаний для модели трехмерного (3D) спектра атмосферных неоднородностей с изменяющейся по масштабам анизотропией. В расчетах использована зависимость коэффициента анизотропии от масштаба неоднородностей, полученная из измерений хроматических мерцаний звезд быстрыми фотометрами GOMOS (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) при тангенциальных оккультациях. Расчеты проведены в приближениях эквивалентного фазового экрана и слабых мерцаний. Режим слабых мерцаний для низкоорбитальных спутников соответствует высотам перигея луча выше 25–30 км. Проведено сравнение спектров мерцаний для моделей 3D-спектра атмосферных неоднородностей с переменной и постоянной анизотропией, отмечены их общие характеристики и особенности.

Ключевые слова: спутниковое зондирование атмосферы, переменная анизотропия неоднородностей плотности, мерцания звезд, спектры слабых мерцаний; space-borne sounding of atmosphere, variable anisotropy of density irregularities, stellar scintillations, spectra of weak scintillations.

Введение

Случайные неоднородности плотности и температуры воздуха, которые формируются внутренними гравитационными волнами (ВГВ) и турбулентностью, вызывают флуктуации интенсивности света (мерцания) при наблюдении звезд через атмосферу. Астрономические наблюдения мерцаний звезд с помощью земных телескопов используются для зондирования неоднородностей атмосфер планет и спутников в Солнечной системе [1, 2]. В последние годы мерцания звезд активно используются для исследования неоднородностей атмосферы Земли в спутниковом затменном эксперименте [3–9]. В отличие от очень редких астрономических оккультаций, количество спутниковых оккультаций звезд в земной атмосфере доходит до нескольких сотен в сутки, обеспечивая обширную базу данных для глобального мониторинга [9, 10]. Приближение фазового экрана [11, 12] и теория слабых мерцаний [13] служат основой для анализа данных измерений и восстановления параметров атмосферных неоднородностей.

В зависимости от углового положения звезды относительно орбиты спутника могут быть реализованы различные траектории зондирования атмосферы — от вертикального захода (звезда находится в плоскости орбиты) до тангенциального (звезда на-

блюдается вблизи полюса орбиты). В тангенциальных оккультациях звезда заходит до некоторой минимальной высоты h_0 , а затем восходит. Вблизи точки h_0 траектория перигея луча визирования в плоскости лимба практически горизонтальна. В мерцаниях подчеркнута роль мелкомасштабных неоднородностей [13], поэтому наблюдения мерцаний звезд в первую очередь направлены на исследование мелкомасштабных структур.

Измерения мерцаний звезд на орбитальной станции «Мир» [3–7, 14] показали, что в стратосфере наблюдаются два типа неоднородностей — относительно крупномасштабные анизотропные и изотропные. На базе этих данных была разработана эмпирическая двухкомпонентная модель трехмерного (3D) спектра неоднородностей плотности, в которой для описания анизотропной компоненты спектра использовалась модель насыщенных внутренних волн, а для изотропной — модель колмогоровской турбулентности [6, 15]. Методика восстановления параметров 3D-модели атмосферных неоднородностей по автоспектрам мерцаний успешно использовалась для анализа наблюдений на орбитальной станции «Мир» [6, 7] и для массовой реконструкции параметров неоднородностей по измерениям быстрых фотометров GOMOS (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) на платформе спутника ENVISAT [8, 16]. В рамках этой методики можно реконструировать все параметры модели 3D-спектра, за исключением коэффициента анизотропии η в модели насыщенных

* Валерий Кан (valerykan@list.ru).

ВГВ, поэтому при реконструкции принималось $\eta = \text{const} = 30$ (под η мы понимаем отношение характерных горизонтальных масштабов неоднородностей к вертикальным). Подробный анализ основных методов и результатов наблюдений мерцаний звезд можно найти в обзоре [17].

Рефракционные искажения контуров Солнца и Луны, полученные по кино- и фотосъемкам заходов/восходов этих светил с орбитальных станций «Салют-6, 7» и «Мир» [18, 19], определенно свидетельствуют о сильной анизотропии относительно крупномасштабных неоднородностей в верхней тропосфере – нижней стратосфере: характерные рефракционные деформации («ступеньки») с вертикальными масштабами 0,3–1 км, как правило, симметрично проявляются по обеим сторонам диска светил (горизонтальные диаметры Солнца и Луны в плоскости перигея лучей составляют около 20 км). Визуализация атмосферных неоднородностей по рефракционным деформациям диска Солнца, полученная при киносъемке во время его движения практически параллельно горизонту Земли на расстоянии около 500 км, позволила отследить также и горизонтальную структуру неоднородностей [20]. Эти данные показывают, что атмосферные образования с вертикальными масштабами 0,5–1,0 км имеют горизонтальные размеры от нескольких десятков до сотни километров. Отметим здесь также оценки [21] по данным угловой зависимости обратного рассеяния радарного сигнала в мезосфере [22], которые дают для анизотропии значения 20–100 для неоднородностей с вертикальными масштабами $\lambda_{\text{radar}}/2 = 56$ м (λ_{radar} – длина волны радара).

Анализ данных спутниковых экспериментов CRISTA [23] и HIRLDS [24, 25], радиозондовых измерений [26], радиоокулярных наблюдений GPS-COSMIC/CHAMP [27] также указывает на сильную анизотропию доминантных (наиболее крупномасштабных) образований в спектре ВГВ в стратосфере. Характерные вертикальные масштабы этих доминантных ВГВ порядка внешнего масштаба и составляют 3–10 км, а оценки η – примерно от сотни до нескольких сотен.

Оценки анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в стратосфере получены по измерениям угловой зависимости обратного радарного рассеяния и по наблюдениям мерцаний звезд. В [21] для вертикального масштаба неоднородностей $\lambda_{\text{radar}}/2 \approx 3,2$ м определена оценка $\eta \approx 10 \div 15$ по данным радарных измерений [28] и $\eta \approx 5$ по данным [29]. В [3] по наблюдениям мерцаний звезд с орбитальной станции «Мир» приведена оценка $\eta \geq 25$ для вертикальных масштабов, равных нескольким десяткам метров. В измерениях быстрыми фотометрами GOMOS [30, 31] по наблюдениям мерцаний двойной звезды получена оценка $\eta = 15 \div 20$ для вертикальных масштабов 10–20 м. Эти данные показывают, что хотя мелкомасштабные неоднородности и характеризуются значительной анизотропией, она существенно меньше, чем для крупномасштабных неоднородностей.

Авторами [32] по данным наблюдений мерцаний звезд, полученных в специальной серии танген-

циальных окультаций в диапазоне минимальных высот $h_0 = 30 \div 45$ км, было выявлено, что для неоднородностей с вертикальными масштабами от 8 до 55 м анизотропия η возрастает от 10 до 50. Этот диапазон масштабов близок к масштабу обрушения ВГВ [7, 33], и именно в этой переходной области от ВГВ к турбулентности следует ожидать наиболее быстрого изменения анизотропии. Концепция 3D-спектра атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией, уменьшающейся к мелким масштабам, рассматривалась в [34]. Свойства модели 3D-спектра ВГВ с переменным коэффициентом анизотропии, зависящим от вертикального масштаба, подробно исследованы в [35, 36]. Модель [35, 36] использована в [32] для оценки основных параметров неоднородностей по данным тангенциальных окультаций.

В настоящей статье рассмотрены свойства спектров хроматических мерцаний звезд для атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией. Расчеты проведены для модели 3D-спектра ВГВ [35, 36]. Для коэффициента анизотропии использована эмпирическая зависимость η от вертикального масштаба, полученная по данным тангенциальных окультаций звезд, с дополнительными предположениями об асимптотическом насыщении анизотропии для крупно- и мелкомасштабных неоднородностей [32]. Автоспектры и спектры когерентности мерцаний рассчитывались для параметров быстрых фотометров GOMOS при различной геометрии наблюдений. Приводится сравнительный анализ спектров мерцаний для моделей атмосферных неоднородностей с постоянной и переменной анизотропией.

1. Основные модели и приближения

Для анализа используются следующие модели и приближения:

- модель 3D-спектра атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией;
- приближение эквивалентного фазового экрана, аппроксимирующего влияние атмосферы на проходящее излучение;
- приближение слабых мерцаний.

1.1. Модели 3D-спектра атмосферных неоднородностей

Для задач распространения света статистические свойства случайно-неоднородной среды описываются пространственным 3D-спектром $\Phi_{\nu}(\mathbf{k})$ относительных флуктуаций индекса рефракции (или плотности) ν , \mathbf{k} – волновое число. Для параметризации структуры атмосферных неоднородностей Гурвичем на базе наблюдений мерцаний звезд была разработана двухкомпонентная модель 3D-спектра $\Phi_{\nu}(\mathbf{k})$ [6, 7, 15]:

$$\Phi_{\nu}(\mathbf{k}) = \Phi_W(\mathbf{k}) + \Phi_K(\mathbf{k}), \quad (1)$$

в которой $\Phi_W(\mathbf{k})$ и $\Phi_K(\mathbf{k})$ представляют 3D-спектры статистически независимых анизотропных и изотропных

атмосферных неоднородностей. Изотропная компонента Φ_K соответствует классической локально изотропной турбулентности, основными ее параметрами для задачи мерцаний являются структурная характеристика и внутренний масштаб турбулентности [13]. Свойства турбулентности [37] и обусловленных ею мерцаний [13] хорошо известны, поэтому наше внимание будет обращено на анизотропную компоненту $\Phi_W(\kappa)$ и связанные с нею мерцания.

В [6–8, 15] рассмотрена модель спектра $\Phi_W(\kappa)$ с постоянной анизотропией в виде

$$\Phi_W = C_W \eta^2 (\kappa_z^2 + \eta^2 \kappa_\perp^2 + K_W^2)^{-5/2} \varphi(\kappa/\kappa_W), \quad (2)$$

$$\kappa^2 = \kappa_z^2 + \eta^2 \kappa_\perp^2, \quad \kappa_\perp^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2.$$

Спектр (2) представляет собой 3D-обобщение известной модели насыщенных ВГВ с вертикальным 1D-спектром, имеющим показатель степени -3 [38]. Здесь κ_z – вертикальное, а κ_\perp – горизонтальное волновые числа (κ_x – вдоль линии визирования, κ_y – перпендикулярно ей). Спектр (2) локально симметричен относительно вертикали и его изоповерхности представляют собой эллипсоиды вращения относительно вертикали. Отношение вертикальной оси эллипсоида к горизонтальной (или отношение характерного горизонтального масштаба к вертикальному) задает коэффициент анизотропии η . В модели (2) принято, что во всем диапазоне масштабов неоднородностей $\eta = \text{const} \gg 1$. Спектр (2) кроме η также определяется следующими параметрами: структурной характеристикой C_W , задающей интенсивность анизотропных флуктуаций, внутренним и внешним вертикальными масштабами $l_W = 2\pi/\kappa_W$ и $L_W = 2\pi/K_W$ (κ_W и K_W – соответствующие характерные вертикальные волновые числа, ограничивающие степенной участок 3D-спектра с показателем степени -5). Функция $\varphi(\kappa/\kappa_W)$ определяет затухание спектра на масштабах, меньших внутреннего l_W . В качестве φ использовалось либо гауссовское затухание, либо степенное с показателем степени -2 [6–8, 15]. Структурная характеристика C_W в модели (2) выражается через параметры, определяющие 1D-спектр насыщенных ВГВ [39], следующим образом [6]:

$$C_W = \frac{3\beta\omega_{B-V}^4}{4\pi g^2}, \quad (3)$$

где $\beta \approx 0,1$ – числовой коэффициент в модели ВГВ; ω_{B-V} – частота Брента–Вайсяля; g – ускорение свободного падения.

Модель 3D-спектра Φ_W (2) с постоянной анизотропией широко используется для анализа мерцаний звезд и радиоисточников, восстановления параметров ВГВ и турбулентности по наблюдениям мерцаний звезд, анализа угловой зависимости мощности обратного радарного рассеяния, коррекции «шумов» мерцаний и оценки ошибок при восстановлении содержания озона и других составляющих атмосферы в спектротрических измерениях [4–9, 12, 15, 16, 21, 30, 31, 33, 40].

Модель 3D-спектра атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией предложена и ис-

следована в [35, 36]. В этой модели коэффициент анизотропии является функцией вертикального масштаба и уменьшается монотонно с уменьшением масштаба неоднородностей. Для самых крупных и самых мелких масштабов анизотропия асимптотически насыщается соответственно к максимальным и минимальным значениям. Эта модель является обобщением 3D-спектра ВГВ с постоянной анизотропией для неоднородностей с масштабами, заметно большими масштаба обрушения [41]. Запишем модель с переменной анизотропией [35, 36] в виде

$$\Phi_W(\kappa_z, \kappa_\perp) = \frac{1}{2\sqrt{2}} C_W \eta^2(\kappa_z) (\kappa_z^2 + K_W^2)^{-5/2} \times \exp\left[-\frac{\kappa_\perp^2 \eta^2(\kappa_z)}{\kappa_z^2}\right] \varphi\left(\frac{\kappa_z}{\kappa_W}\right). \quad (4)$$

Обозначения в (4) такие, как и в (2), за исключением коэффициента анизотропии. Для описания затухания спектра для малых масштабов будем использовать $\varphi = (1 + \kappa_z^2/K_W^2)^{-1}$ [6–8]. Структурная характеристика C_W в модели (4) связана с параметрами 1D-спектра ВГВ [39] следующим образом:

$$C_W = \frac{\sqrt{2}\beta\omega_{B-V}^4}{\pi g^2}. \quad (5)$$

3D-спектр (4), так же как и спектр (2), аксиально симметричен относительно κ_z , функция $\eta(\kappa_z) > 1$ характеризует вытянутость 3D-спектра вдоль κ_z и трактуется как коэффициент анизотропии, зависящий от вертикального волнового числа [35, 36]. Свойства 3D и 1D вертикального и горизонтального спектров подробно рассмотрены в [36]. Вертикальный 1D-спектр [так же, как в модели (2)] не зависит от коэффициента анизотропии и имеет показатель степени, равный -3 . Горизонтальный 1D-спектр (4) является функционалом от $\eta(\kappa_z)$ и может содержать степенные участки с различными показателями.

В настоящей статье в качестве $\eta(\kappa_z)$ мы используем простую зависимость анизотропии от вертикального масштаба, построенную по данным измерений спектров когерентности мерцаний звезд в тангенциальных оккультациях [32] с дополнительными предположениями о характере асимптотического насыщения анизотропии для крупномасштабных и мелкомасштабных неоднородностей:

$$\eta(\kappa_z) = \eta_{\min} + \frac{\eta_{\max} - \eta_{\min}}{1 + |\kappa_z|/\kappa_*}, \quad (6)$$

где $\eta_{\max} = 100$ и $\eta_{\min} = 1$ – асимптотические значения анизотропии для больших и малых масштабов; $\kappa_* = 0,12$ рад/м – параметр, полученный в результате подгонки (6) к экспериментальным данным [32]. В [32] показано, что анизотропия относительно быстро меняется в диапазоне вертикальных масштабов 10–50 м, который соответствует диапазону масштабов обрушения ВГВ [7, 8, 33]. Для крупномасштабных неоднородностей в (6) при $l_z = 2\pi/\kappa_z \geq 0,5$ км анизотропия насыщается к $\eta \geq 0,9\eta_{\max}$, а для мелкомасштабных уменьшается до $\eta \leq 2$ при $l_z \leq 0,5$ м.

1.2. Приближения фазового экрана и слабых мерцаний

Вследствие экспоненциального уменьшения плотности воздуха с высотой эффективная толщина атмосферы вдоль луча визирования сосредоточена вблизи перигея луча и составляет несколько сотен километров. При этом расстояние L от перигея до спутника даже для низкоорбитальных спутников достигает нескольких тысяч километров. Это позволяет заменить атмосферный слой экраном, вносящим только фазовые сдвиги (средние и флуктуации) в распространяющееся излучение.

Флуктуации интенсивности формируются в основном при распространении света в свободном пространстве между фазовым экраном и приемником на спутнике (дисперсия мерцаний на выходе из атмосферного слоя примерно в 50 раз меньше, чем на приемнике [42]). Фазовый экран размещен в плоскости, проходящей через центр Земли и перпендикулярной падающим лучам. Свойства фазового экрана и условия его применимости в спутниковых измерениях подробно обсуждаются, например, в [11, 12, 15, 43]. При расчете атмосферных флуктуаций фазы и эйконала были учтены эффекты, связанные со сферичностью атмосферы (изменение ориентации анизотропных неоднородностей вдоль луча визирования) [12, 15].

Приближение слабых мерцаний (относительная дисперсия мерцаний много меньше единицы) [13] позволяет получить простые линейные соотношения, связывающие 3D-спектр атмосферных неоднородностей и 2D-спектр мерцаний [6–8, 15]. Важно отметить, что линейные соотношения слабых мерцаний для статистически независимых изотропных и анизотропных неоднородностей приводят к статистической независимости мерцаний, вызванных этими неоднородностями. Соответственно, спектры мерцаний можно также рассматривать как сумму изотропной и анизотропной спектральных компонент. Данное обстоятельство существенно облегчает разделение этих компонент в измеренном спектре, поскольку основные мощности изотропных и анизотропных мерцаний разнесены по спектру частот [6–8, 15]. Селекция анизотропной и изотропной компонент спектра мерцаний может быть также основана на существенном различии их когерентных свойств [31].

Для низкоорбитальных спутников режим слабых мерцаний реализуется для высот перигея луча выше 30 км. Глобальное распределение дисперсии мерцаний, измеренных фотометрами GOMOS, приведено в [16]. Большая скорость смещения луча визирования в плоскости фазового экрана для спутниковых измерений (несколько километров в секунду и более) позволяет использовать гипотезу «замороженности» поля неоднородностей для перехода от измеренных временных зависимостей к пространственным.

Анализ сильных мерцаний — это значительно более сложная задача, и здесь она не рассматривается. Свойства сильных мерцаний и некоторые возможности восстановления параметров атмосферных

неоднородностей по измерениям мерцаний рассмотрены в [42].

Учитывая широкую распространенность модели 3D-спектра неоднородностей с постоянной анизотропией (2), мы проведем сравнительный анализ спектров мерцаний для моделей неоднородностей с переменной и постоянной анизотропией.

2. Свойства анизотропных мерцаний

Атмосферные флуктуации фазы (эйконала) света рассчитываются вдоль прямых линий, совпадающих с направлением падающих на атмосферу лучей, с учетом того что относительные флуктуации плотности воздуха являются статистически локально изотропными на сфере [12, 15] (т.е. неоднородности статистически ориентированы вдоль поверхности Земли). Поворот неоднородностей вдоль луча визирования приводит к насыщению фазовых флуктуаций в атмосфере (а следовательно, и мерцаний в точке приема) с ростом анизотропии неоднородностей при $\eta > \eta_{cr} = \sqrt{R_E/H_0} \approx 30$, где R_E — радиус Земли; $H_0 = 6-8$ км — высота однородной атмосферы [12, 15].

Будем считать, что свойства регулярной атмосферы обусловлены только расстоянием от центра Земли. Соотношения для связи 2D-спектра флуктуаций эйконала $F_\psi(\kappa_y, \kappa_z)$ и 3D-спектра атмосферных неоднородностей $\Phi_W(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z)$ подробно описаны в [6–8, 12, 15, 44]. Интерференция случайно модулированного по фазе света приводит к формированию 2D-поля флуктуаций интенсивности $F_I(\kappa_y, \kappa_z)$ в плоскости наблюдения (плоскость, параллельная фазовому экрану и проходящая через спутник). Для режима слабых мерцаний 2D-спектры флуктуаций эйконала $F_\psi(\kappa_y, \kappa_z)$ в плоскости фазового экрана и 2D-спектры мерцаний $F_I(\kappa_y, \kappa_z)$ в плоскости наблюдения связаны простым линейным соотношением, а вертикальные масштабы в плоскостях наблюдения и фазового экрана — коэффициентом рефракционного ослабления q [15, 44]. В эксперименте GOMOS для высот перигея луча больше 30 км значения q близки к 1: $1 \geq q \geq 0,86$.

Статистические характеристики 2D-поля флуктуаций интенсивности определяются параметрами 3D-спектра атмосферных неоднородностей (показатель степени, структурная характеристика и характерные масштабы), длиной волны света λ и расстоянием L между фазовым экраном и плоскостью наблюдения. В эксперименте измерения проводятся вдоль траектории движения спутника. Масштаб корреляции флуктуаций интенсивности вдоль луча во много раз превышает соответствующий масштаб в перпендикулярном направлении [13]. Поэтому можно считать, что мы получаем в измерениях 1D-реализацию мерцаний в плоскости наблюдения вдоль отрезка прямой s , на которую проектируется рассматриваемый участок траектории спутника. Геометрия наблюдений определяется углом захода α между прямой s и локальной вертикалью. Вводя волновое число κ_s вдоль этой прямой и перпендикулярную ей компоненту κ' , для 1D-спектра мерцаний можно записать [15]:

$$V_I(\kappa_s, \lambda) = \int F_I(\kappa_s \sin \alpha + \kappa' \cos \alpha, \kappa_s \cos \alpha - \kappa' \sin \alpha, \lambda) d\kappa'. \quad (7)$$

На этом этапе дополнительно к перечисленным выше параметрам свойства 1D-мерцаний также определяются углом захода α и характеристиками приемной аппаратуры. Наиболее важными из характеристик приемной аппаратуры являются: эффективная ширина светофильтра $\Delta\lambda$, частота выборки f_s сигнала (или время накопления τ_s), а также характеристики измерительных шумов. Наши расчеты проведены на примере быстрых фотометров GOMOS, оперировавших в голубом ($\lambda_1 = 500$ нм, $\Delta\lambda_1 = 54$ нм) и красном ($\lambda_2 = 672$ нм, $\Delta\lambda_2 = 52$ нм) диапазонах длин волн [10]. Время накопления τ_s и частота выборки f_s сигнала фотометров составляли: $\tau_s = f_s^{-1} = 10^{-3}$ с (частота Найквиста $f_N = f_s/2 = 500$ Гц). Угол захода α в измерениях изменялся от 0 (точно вертикальные заходы) до 90° (вблизи минимальной высоты h_0 в тангенциальных оккультациях).

Наиболее просто мерцания зависят от структурной характеристики C_W , которая выступает в качестве коэффициента, определяющего спектральную амплитуду и мощность мерцаний. Зависимость мерцаний от анизотропии неоднородностей нелинейная: для слабой анизотропии $\eta < \eta_{cr}$ спектральная амплитуда растет пропорционально η , а при сильной анизотропии $\eta > \eta_{cr}$ быстро насыщается к уровню, соответствующему сферически слоистым неоднородностям [15]. Вертикальный внутренний масштаб l_W в диапазоне высот 30–50 км несколько возрастает с высотой примерно от десятка до нескольких десятков метров [6–8]. Значения l_W существенно превышают радиус первой зоны Френеля $\rho_F = \sqrt{\lambda L} \approx 1,5$ м, поэтому дифракционные эффекты в нашем случае малозначимы и l_W является основным масштабом для анизотропных мерцаний. Влияние внешнего масштаба L_W проявляется в ослаблении мерцаний на масштабах, сравнимых или больших L_W .

Регулярная атмосфера с плотностью, экспоненциально убывающей с высотой, действует на проходящий свет как призма, преломляющие свойства которой усиливаются с уменьшением высоты. Это приводит к рефракционному ослаблению интенсивности q (уширение лучевых трубок) и к хроматическим аберрациям мерцаний из-за дисперсии показателя преломления [15, 45]. Последнее обстоятельство выражается в том, что каждой случайной реализации атмосферы (фазового экрана) соответствует множество одинаковых (в пренебрежении дифракцией) реализаций 2D-поля флуктуаций интенсивности, которые разложены по цветам вдоль вертикали в плоскости наблюдения в соответствии с дисперсионной зависимостью. Таким образом, в одной и той же точке приема одновременно регистрируются лучи λ_1 и λ_2 , разнесенные по вертикали в атмосфере [4, 11, 45]. В плоскости фазового экрана хроматический сдвиг Δ_c между лучами λ_1 и λ_2 определяется следующим образом:

$$\Delta_c = qL(\varepsilon(\lambda_1) - \varepsilon(\lambda_2)), \quad (8)$$

где $\varepsilon(\lambda)$ — угол атмосферной рефракции на соответствующей длине волны λ . Для высот перигея луча выше 30 км хроматический сдвиг убывает с высотой примерно как средняя плотность [43]. Значение Δ_c с достаточной точностью можно вычислять по модели стандартной атмосферы. В частности, на высоте 30 км для фотометров GOMOS оно составляет 9,4 м. При пересечении смещенных по вертикали интерференционных картин с λ_1 и λ_2 приемником, который движется под углом α , отличающимся от вертикали, возникает хроматическая декорреляция мерцаний. Кроме того, для излучения, принимаемого в конечной полосе светофильтра $\Delta\lambda$, хроматическая рефракция приводит к усреднению мерцаний в соответствии с вертикальным масштабом светофильтра $\Delta\rho(\lambda)$ [44, 45]. Для фотометров GOMOS вследствие нелинейности дисперсии рефракции $\Delta\rho(\lambda_1) = 2,6\Delta\rho(\lambda_2)$ при $\Delta\lambda_1 \approx \Delta\lambda_2$.

В зависимости от угла захода α заходы можно разделить на эффективно вертикальные и эффективно горизонтальные. Условие для эффективно вертикальных заходов можно записать [45] в виде

$$\operatorname{tg}\alpha < \eta(l_W) \frac{l_W}{2\pi\Delta_c + l_W}. \quad (9)$$

Характерным «коррелирующим» масштабом в (9) является внутренний масштаб l_W , так как он определяет высокочастотную границу спектра мерцаний и, следовательно, основную мощность мерцаний. «Декоррелирующим» масштабом является хроматический сдвиг между лучами Δ_c . В случае эффективно вертикальных заходов анизотропные мерцания на каком-то определенном масштабе определяются в основном неоднородностями с близкими ему масштабами. В этом их основное отличие от изотропных мерцаний, которые во всем спектральном диапазоне определяются только самыми мелкомасштабными неоднородностями (внутренним масштабом турбулентности или радиусом зоны Френеля) [13]. Условие (9) означает, что оба луча λ_1 и λ_2 при заходе пересекают в основном одни и те же атмосферные неоднородности со сдвигом по высоте (или по времени). Мерцания при этом полностью определяются вертикальной структурой неоднородностей, а когерентность и корреляция хроматических мерцаний близки к максимальным значениям. Для сильно анизотропных неоднородностей заходы с углами $0 \leq \alpha \leq 80^\circ$ можно отнести к эффективно вертикальным заходам, и такие заходы составляют основную долю всех наблюдений. При увеличении угла захода α условие (9) нарушается, начиная с малых масштабов. Для модели с переменной анизотропией когерентность падает в мелкомасштабной области дополнительно еще и из-за уменьшения коэффициента анизотропии.

Для неоднородностей с переменной анизотропией неравенство

$$\operatorname{tg}\alpha > \eta(L_W) \quad (10)$$

можно принять за условие для эффективно горизонтальных заходов, и при $\eta(L_W) \approx \eta_{\max} = 100$ условию (10)

удовлетворяют только углы $\alpha \geq 89,5^\circ$. Для переменной анизотропии условие «горизонтальности» гораздо более жесткое, чем для модели с постоянной анизотропией [45]. Для эффективно горизонтальных мерцаний в отличие от вертикальных значительный вклад в мерцания во всем диапазоне масштабов вносят мелкомасштабные неоднородности с вертикальными размерами порядка l_W . Горизонтальным масштабom корреляции для автоспектров мерцаний является $\eta(l_W)l_W$, а горизонтальным масштабom взаимного спектра и спектра когерентности — хроматический масштаб $\eta(\kappa_c)\Delta_c$ (здесь $\kappa_c = \Delta_c^{-1}$). Последнее легко понять из качественных соображений: вклад в когерентность вносят только такие неоднородности, вертикальные размеры которых превышают хроматическое разнесение лучей (оба луча пересекают одни и те же неоднородности). Уровень спектра когерентности зависит от соотношения между l_W и хроматическим сдвигом Δ_c : если лучи разнесены на расстояние больше, чем внутренний вертикальный масштаб l_W , то когерентность заметно падает.

3. Модельные спектры мерцаний

Автоспектры и спектры когерентности мерцаний рассчитывались для моделей 3D-спектра анизотропных атмосферных неоднородностей с переменной (4) и постоянной (2) анизотропиями. Для того чтобы более четко выделить характерные масштабы мерцаний, автоспектры представлены в виде произведения волнового числа на автоспектральную плотность мерцаний: $\kappa_s V_I(\kappa_s, \lambda)$. Спектры когерентности приводятся в квадратичном виде

$$\text{coh}(\kappa_s, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{|V_I(\kappa_s, \lambda_1, \lambda_2)|^2}{V_I(\kappa_s, \lambda_1)V_I(\kappa_s, \lambda_2)}, \quad (11)$$

где $V_I(\kappa_s, \lambda_1, \lambda_2)$ — взаимная спектральная плотность мерцаний на двух длинах волн. Расчеты выполнены для двух высот перигея луча h , равных 34 и 40 км. Соответствующие этим высотам значения хроматического сдвига Δ_c составляли 5,3 и 2,2 м, для внутреннего масштаба l_W были выбраны значения 15 (для $h = 34$ км) и 30 м (для $h = 40$ км), а структурная характеристика для обеих высот C_W составляла $5,5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-2}$ [6–8]. При расчетах с переменной анизотропией использовалось $\eta(\kappa_z)$ по (6). При расчетах с постоянной анизотропией для коэффициента анизотропии η_0 фиксировалось значение $\eta(\kappa_z)$, соответствующее основному характерному масштабу задачи. Для автоспектров мерцаний таким масштабom является внутренний масштаб, определяющий мощность мерцаний, и соответственно $\eta_{0,a}$ задавалось равным $\eta(\kappa_W)$. Для расчетов взаимных спектров и спектров когерентности в тангенциальных оккультациях $\eta_0 = \eta(\kappa_c)$, поскольку основным вертикальным масштабom горизонтальных спектров когерентности является хроматический сдвиг [32]. Для высот 34 и 40 км эти коэффициенты анизотропии составляли соответственно для $\eta_{0,a}$ 23 и 37, а для $\eta_{0,c}$ — 40 и 21. Внешний масштаб L_W задавался

равным 1 км, если это не оговаривалось специально. Углы захода α варьировали от 0 до 90° . Все соотношения, необходимые для расчета спектров мерцаний, даны в [6–8, 15].

На рис. 1 приведены автоспектры мерцаний для высоты 34 км. Для удобства спектры для разных углов захода последовательно смещены по оси ординат. Расчеты проведены для монохроматического излучения $\Delta\lambda = 0$ нм при $\tau_s = 0$ с (эффекты из-за конечной полосы светофильтра и времени накопления сигнала будут рассмотрены далее отдельно). Расчеты приведены только для одного фотометра, поскольку для монохроматических излучений и $l_W \gg \rho_F$ автоспектры мерцаний практически не зависят от длины волны. Спектры представлены в зависимости от вертикальных волновых чисел, нормированных на внутренний масштаб: $\kappa_{z,n} = \kappa_z/\kappa_W = (\kappa_s/\cos\alpha)/\kappa_W$.

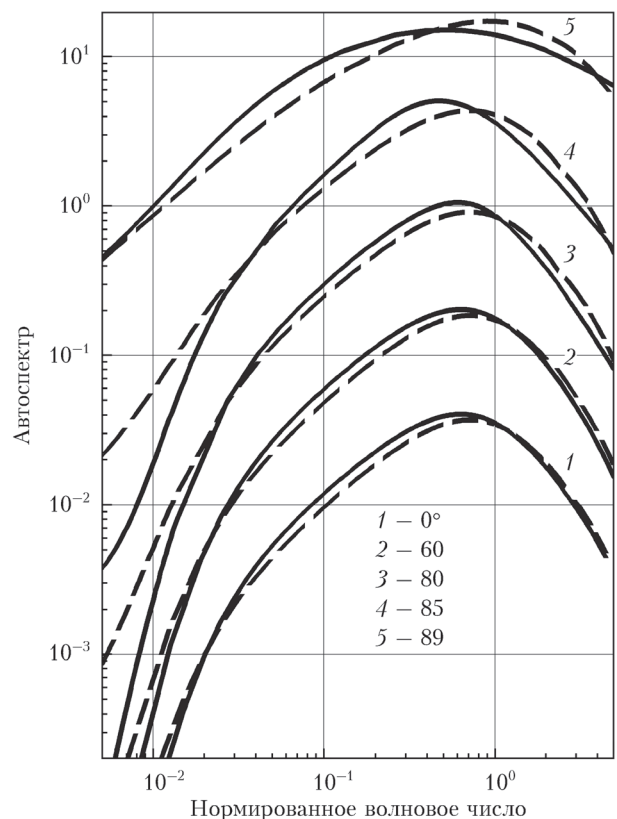


Рис. 1. Автоспектры мерцаний для моделей неоднородностей с переменной (сплошные линии) и постоянной (штриховые) анизотропией: высота перигея луча 34 км. По оси абсцисс отложены нормированные вертикальные волновые числа: $\kappa_{z,n} = \kappa_z/\kappa_W$. Углы захода указаны на рисунке. Спектры последовательно смещены по вертикали с множителем, равным 5

Из рис. 1 видно, что для рассматриваемых моделей с постоянной (2) и переменной (4) анизотропией спектры мерцаний, в целом, близки друг к другу и по амплитуде, и по форме [численный коэффициент в (4) выбран для соответствия амплитуд спектров мерцаний в моделях (2) и (4)]. Характерная частота максимума соответствует внутреннему масштабom l_W при $\kappa_{z,n} = 1$. Сходство спектров мерцаний

для разных моделей неоднородностей особенно характерно для заходов с углами $\alpha \leq 80^\circ$, которые можно считать эффективно вертикальными в соответствии с (9). Для углов $\alpha > 80^\circ$ в спектрах для постоянной анизотропии (штриховые линии) исчезает завал в низкочастотной части, связанный с внешним масштабом L_W [8, 33]. Это обусловлено тем, что с приближением α к 90° , т.е. к эффективно горизонтальным заходам, мерцания в крупномасштабной области все в большей степени определяются мелкомасштабными неоднородностями с масштабами порядка l_W .

Для переменной анизотропии (сплошные линии) проявление внешнего масштаба сохраняется и на больших углах, так как в этом случае уменьшение влияния крупномасштабных неоднородностей частично компенсируется возрастанием их анизотропии. Влияние внешнего масштаба неоднородностей на мерцания будет рассмотрено ниже более подробно. Кроме того, при увеличении угла для $\alpha \geq 85^\circ$ максимумы спектров для переменной анизотропии расплываются и несколько смещаются в низкочастотную область. Это связано с тем, что уменьшение анизотропии к меньшим масштабам приводит к затягиванию спада спектра мерцаний, а увеличение анизотропии к крупным масштабам — к относительному возрастанию спектральной амплитуды на этих масштабах. Свойства автоспектров мерцаний на высоте 40 км качественно схожи с отмеченными выше, за тем исключением, что в соответствии с (9) условие эффективно вертикальных заходов распространяется на больший диапазон углов $\alpha \leq 87^\circ$ вследствие уменьшения хроматического сдвига и увеличения внутреннего масштаба при росте высоты.

На рис. 2, а приведены спектры когерентности, рассчитанные для тех же условий, что и спектры на рис. 1. Так же как и для автоспектров, заходы с углами $\alpha \leq 80^\circ$ можно считать эффективно вертикальными. Соответственно, для анизотропных неоднородностей мерцания с углами $0 \leq \alpha \leq 80^\circ$, составляющие подавляющую часть наблюдаемых заходов, характеризуются высоким уровнем когерентности. В соответствии с (9) разрушение когерентности начинается с мелкомасштабной области, и это более заметно для переменной анизотропии вследствие прогрессирующего уменьшения анизотропии к мелким масштабам. Характерным масштабом, после которого расхождение спектров когерентности для разных моделей становится заметным, является внутренний масштаб, и когерентность падает быстрее для переменной анизотропии, так как $\eta(\kappa_z) < \eta(\kappa_W)$ при $\kappa_{z,n} > 1$. Дальнейшее увеличение угла захода $80 \leq \alpha \leq 89^\circ$ приводит к уменьшению когерентности в крупномасштабной и быстрому затуханию в мелкомасштабной области. Этот диапазон α является промежуточным между эффективно вертикальными и эффективно горизонтальными углами.

На рис. 2, б приведены спектры когерентности для высоты 40 км. Большие по сравнению с высотой 34 км значения внутреннего масштаба l_W (и соответствующие значения коэффициента анизотропии), а также меньшие значения хроматического

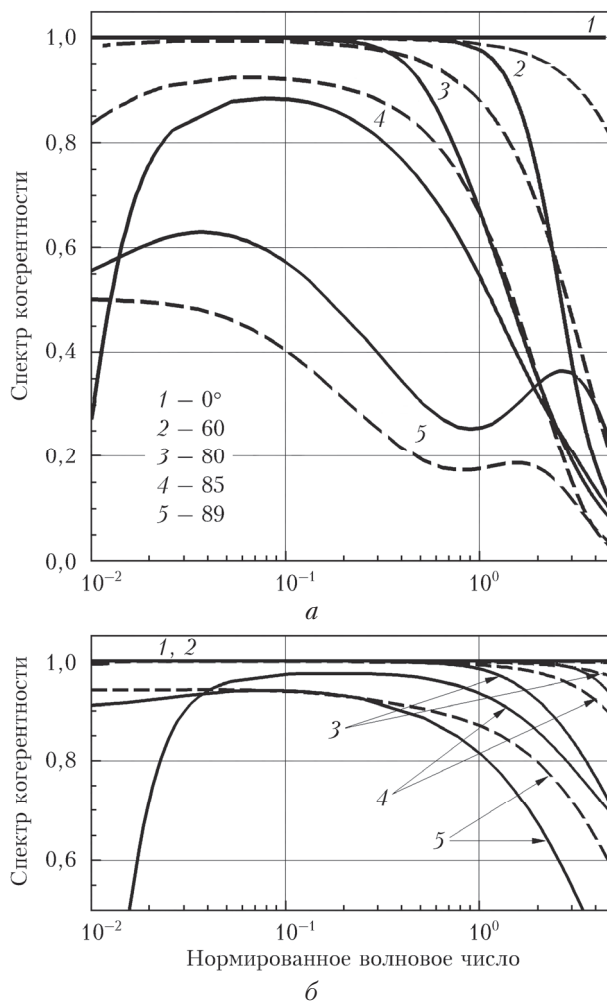


Рис. 2. Спектры когерентности для моделей неоднородностей с переменной (сплошные линии) и постоянной (штриховые) анизотропией: высота перигея луча 34 (а) и 40 км (б). По оси абсцисс отложены нормированные вертикальные волновые числа: $\kappa_{z,n} = \kappa_z / \kappa_W$. Углы захода указаны на рисунке. Для точно вертикального захода с $\alpha = 0^\circ$ кривые для разных моделей совпадают друг с другом

сдвига приводят к тому, что высокая когерентность сохраняется для большего диапазона углов захода $0 \leq \alpha \leq 87^\circ$ в соответствии с (9). Так же как и для 34 км, когерентность в высокочастотной области для модели неоднородностей с переменной анизотропией уменьшается гораздо быстрее, чем когерентность для модели с постоянной анизотропией.

На рис. 3 приведены автоспектры мерцаний для заходов с траекториями, близкими к горизонтальному заходу с $\alpha = 90^\circ$. Такие спектры можно получить в тангенциальных оккультациях по отрезкам реализаций, последовательно приближающихся к точке с минимальной высотой перигея луча h_0 . Так же как и для спектров на рис. 1, расчеты проведены для монохроматического излучения $\Delta\lambda = 0$ нм, $\tau_s = 0$ с и высоты 34 км. Спектры приведены в зависимости от горизонтальных волновых чисел κ_y , нормированных на характерный горизонтальный масштаб $\kappa_W / \eta(\kappa_W)$: $\kappa_{y,n} = \kappa_y / (\kappa_W / \eta(\kappa_W)) = (\kappa_s / \sin \alpha) / (\kappa_W / \eta(\kappa_W))$. Условию

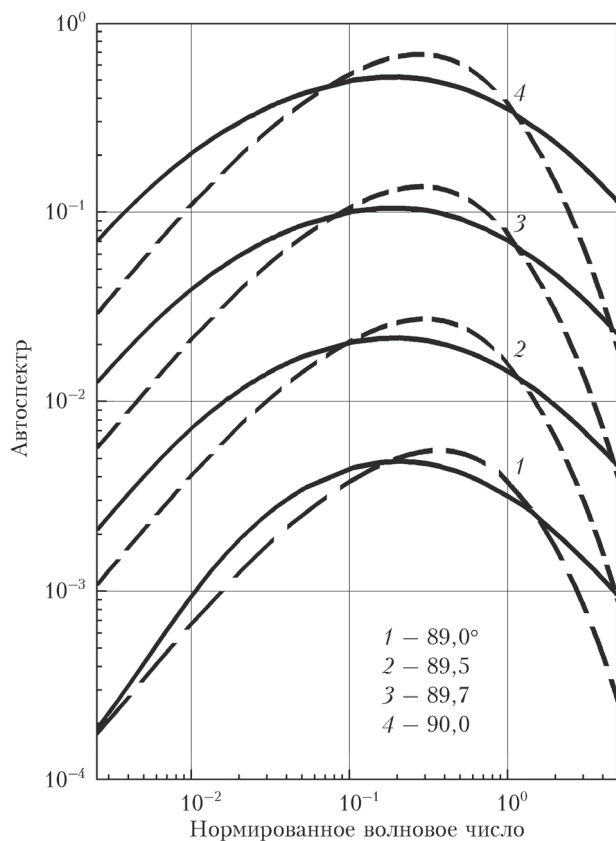


Рис. 3. Автоспектры мерцаний в тангенциальных оккультациях для моделей неоднородностей с переменной (сплошные линии) и постоянной (штриховые) анизотропией. По оси абсцисс отложены нормированные горизонтальные волновые числа для автоспектров: $\kappa_{y,n} = \kappa_y / (\kappa_W / \eta(\kappa_W))$. Углы захода указаны на рисунке. Спектры последовательно смещены по вертикали с множителем, равным 5

эффективно горизонтальных заходов соответствуют углы $\alpha > 89,5^\circ$.

Из рис. 3 видно, что автоспектры мерцаний для моделей неоднородностей с постоянной и переменной анизотропией отличаются значительно, чем в случае эффективно вертикальных заходов на рис. 1. Максимум спектров, примерно соответствующий горизонтальному масштабу $\kappa_{y,n} = 1$ (т.е. $\kappa_y = \kappa_W / \eta(\kappa_W)$), для модели с переменной анизотропией заметно размыт и несколько смещен в низкочастотную область (положения максимумов отличаются примерно в 1,5 раза). Эти отличия можно понять из анализа 2D-спектров мерцаний (графическое представление уровней 2D-спектра мерцаний см. в [42]). Возрастание анизотропии к крупным масштабам приводит к росту 2D-спектральной плотности мерцаний вблизи крупных масштабов (малых κ_y и κ_z). Изолинии 2D-спектра при этом сужаются для малых κ_y и κ_z , и после интегрирования по κ_z это проявляется в смещении максимума 1D-спектра мерцаний в область малых κ_y . В мелкомасштабной области ($\kappa_y, \kappa_z \geq \kappa_W$) уменьшение анизотропии приводит к расплыванию 2D спектральной плотности мерцаний и, соответственно, к затягиванию спада горизонтальных 1D-спектров в высокочастотной области.

На рис. 4 приведены спектры когерентности в тангенциальных оккультациях: для высоты 34 км расчеты приведены для тех же углов захода, что и на рис. 3, а для высоты 40 км — только для точно горизонтального угла. Характерным вертикальным масштабом горизонтальных взаимных спектров мерцаний и спектров когерентности является хроматическое разнесение лучей на разных длинах волн λ_1 и λ_2 : неоднородности с масштабами меньше, чем разнесение лучей, не дают вклада в когерентность [32]. Соответственно при представлении спектров когерентности для нормировки κ_y использовался горизонтальный хроматический масштаб $(\kappa_c / \eta(\kappa_c))^{-1}$. Методика определения коэффициента анизотропии $\eta(\kappa_c)$ в [32] основана на измерениях характерного масштаба горизонтальных спектров когерентности $(\kappa_c / \eta(\kappa_c))^{-1}$, а значения хроматического сдвига $\Delta_c = \kappa_c^{-1}$ определяются по модели стандартной атмосферы. Оценки анизотропии, полученные для разных высот (и, следовательно, разных вертикальных масштабов Δ_c) в [32], использованы в функциональной зависимости $\eta(\kappa_z)$ в (6).

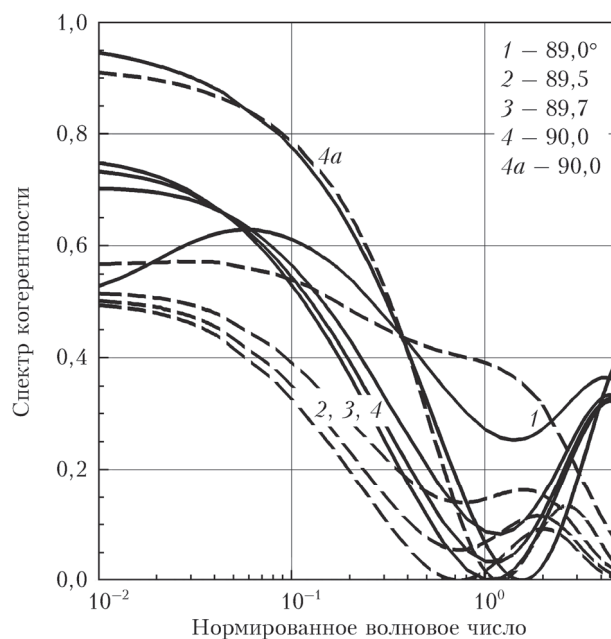


Рис. 4. Спектры когерентности в тангенциальных оккультациях для моделей неоднородностей с переменной (сплошные линии) и постоянной (штриховые) анизотропией: кривые 1–4 для высоты перигея луча 34 км, кривые 4a для 40 км и $\alpha = 90^\circ$. По оси абсцисс отложены нормированные горизонтальные волновые числа для кросс-спектров и спектров когерентности: $\kappa_{y,c} = \kappa_y / (\kappa_c / \eta(\kappa_c))$. Углы захода указаны на рисунке

Из рис. 4 видно, что условию эффективно горизонтальных углов отвечает очень узкий диапазон углов $89,5 \leq \alpha \leq 90^\circ$, что является одной из причин, затрудняющих проведение измерений горизонтальных спектров. Основной (первый) минимум спектров когерентности (штриховые и сплошные линии 2–4) соответствует хроматическому масштабу $(\kappa_c / \eta(\kappa_c))^{-1}$: небольшая разница в положениях минимума для

моделей с постоянной и переменной анизотропией может быть исключена введением соответствующего коэффициента. Значительное возрастание коэффициента анизотропии к большим масштабам в модели с переменной анизотропией приводит к заметному увеличению уровня когерентности. Разница в положениях минимума для высот 34 и 40 км не превышает 30% (хроматический сдвиг на этих высотах отличается в 2,5 раза). Уровень когерентности, который определяется соотношением между «коррелирующим» l_w и «декоррелирующим» $2\Delta_c$ масштабами, для 40 км существенно выше, чем для 34 км, вследствие больших значений внутреннего масштаба и меньших величин хроматического сдвига на 40 км. Заметные осцилляции спектра когерентности после основного минимума являются результатом идеализации выбранных 3D-моделей неоднородностей и принятых приближений.

Далее мы рассмотрим эффекты, связанные с внешним масштабом, светофильтрами и временем накопления сигнала. Для модели неоднородностей с постоянной анизотропией эти факторы были подробно рассмотрены в [15, 33, 45]. Здесь мы приведем расчеты только для модели с переменной анизотропией, отметив различия для этих моделей. На рис. 5 пред-

ставлены расчеты для внешних масштабов $L_w = 1$ и 5 км и углов захода $0 \leq \alpha \leq 89^\circ$. Влиянию внешнего масштаба подвержены только крупномасштабные мерцания, приведенные на рис. 5 (см. также рис. 6 ниже). Для эффективно вертикальных заходов внешний масштаб проявляется в ослаблении мерцаний на масштабах $2\pi/\kappa_z \geq L_w$ качественно так же, как и для модели с постоянной анизотропией [33, 45]. При увеличении угла $\alpha = 89^\circ$ ослабление мерцаний заметно меньше, однако, как показывают расчеты, эффект от внешнего масштаба в слабой форме продолжает сохраняться вплоть до горизонтальных спектров. Это является следствием увеличенного вклада крупных неоднородностей в мерцания вследствие возрастания анизотропии. Для модели с постоянной анизотропией внешний масштаб проявляется только для эффективно вертикальных автоспектров и полностью пропадает в горизонтальных [33, 45].

В отличие от автоспектров в спектрах когерентности эффективно вертикальных заходов (правая панель, рис. 5) внешний масштаб не проявляется, и когерентность в крупномасштабной области максимальна. В области промежуточных углов $\alpha \approx 85^\circ$ уровень когерентности для масштабов $2\pi/\kappa_z \geq L_w$

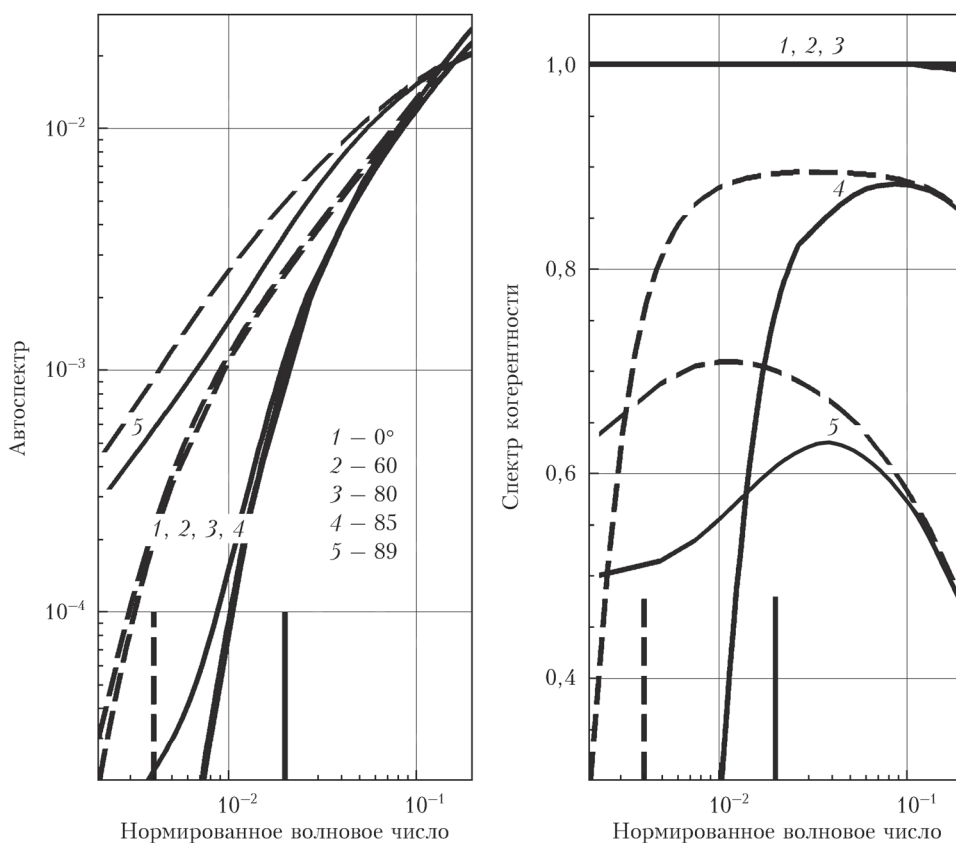


Рис. 5. Влияние внешнего масштаба неоднородностей на спектры мерцаний для модели неоднородностей с переменной анизотропией: высота перигея луча 34 км. На левой панели показаны автоспектры, на правой панели — спектры когерентности: по осям абсцисс отложены нормированные вертикальные волновые числа $\kappa_{z,n} = \kappa_z/\kappa_w$. Сплошные кривые соответствуют внешнему масштабу $L_w = 1$ км, штриховые — $L_w = 5$ км. Вертикальными отрезками внизу обозначены абсциссы пересечения низкочастотной и высокочастотной асимптотик автоспектров по внешнему масштабу для $\alpha = 0^\circ$ (точки пересечения соответствуют вертикальным масштабам $2\pi/\kappa_z \approx 0,75L_w$). Углы захода указаны на рисунке

уменьшается почти до нуля. Расчеты показывают, что такой спад когерентности наблюдается в диапазоне углов $\alpha \approx 81 \div 88^\circ$ для высоты 34 км, а с увеличением высоты этот диапазон углов сужается. Для модели с постоянной анизотропией такой спад когерентности в крупномасштабной области выражен гораздо слабее [45], и это обстоятельство характеризует особенности когерентных свойств мерцаний для неоднородностей с переменной анизотропией. Далее, с увеличением угла захода до $\alpha \approx 89^\circ$ уровень когерентности в крупномасштабной области повышается, но остается существенно ниже, чем для эффективно вертикальных углов. Увеличение доли сильно анизотропных крупномасштабных неоднородностей при $L_W = 5$ км приводит к повышенному уровню когерентности по сравнению с $L_W = 1$ км.

Отметим, что получение надежных экспериментальных оценок спектральной плотности мерцаний для вертикальных масштабов порядка L_W сопряжено с определенными сложностями. Это связано с тем, что из-за регулярного рефракционного ослабления и экстинкции в атмосфере средняя интенсивность света падает с высотой (для голубого фотометра GOMOS примерно в 1,5 раза в диапазоне высот 40–30 км). Поэтому на спектральные оценки в области крупных масштабов, которые сами по себе характеризуются значительными погрешностями, дополнительно накладываются ошибки из-за нестационарности используемых реализаций сигнала. Обычно для ослабления влияния регулярного хода кроме процедур детрендирования при расчете спектров используют реализации с относительно небольшим перепадом высот на границах $\Delta h \leq 3-4$ км [3–8]. Некоторые способы «стационаризации» реализаций мерцаний для расширения высотного диапазона реализаций рассмотрены в [46].

На рис. 6 представлены горизонтальные автоспектры и спектры когерентности мерцаний на высоте 34 км для разных значений внешнего масштаба. По оси абсцисс отложены ненормированные волновые числа κ_y , поскольку автоспектры и спектры когерентности в этом случае имеют разные характерные масштабы. Видно, что влияние внешнего масштаба сохраняется и для горизонтальных спектров, но оно выражено слабо. Для модели с постоянной анизотропией внешний масштаб в горизонтальных спектрах мерцаний не проявляется [33, 45].

Светофильтры и временное накопление сигнала для анизотропных неоднородностей приводят в основном к сглаживанию высокочастотных (мелкомасштабных) мерцаний, и эти факторы наряду с внутренним масштабом определяют разрешающую способность измерений. Их влияние становится существенным, когда масштабы сглаживания сравнимы или превышают основные масштабы мерцаний. Для фотометров GOMOS характерный пространственный масштаб временного сглаживания $l_s = v_s \tau_s$ (v_s – скорость спутника в плоскости наблюдения) составляет около 3,5 м для вертикальных окультаций и около 7,5 м для горизонтальных. Эти масштабы, как правило, заметно меньше характерных

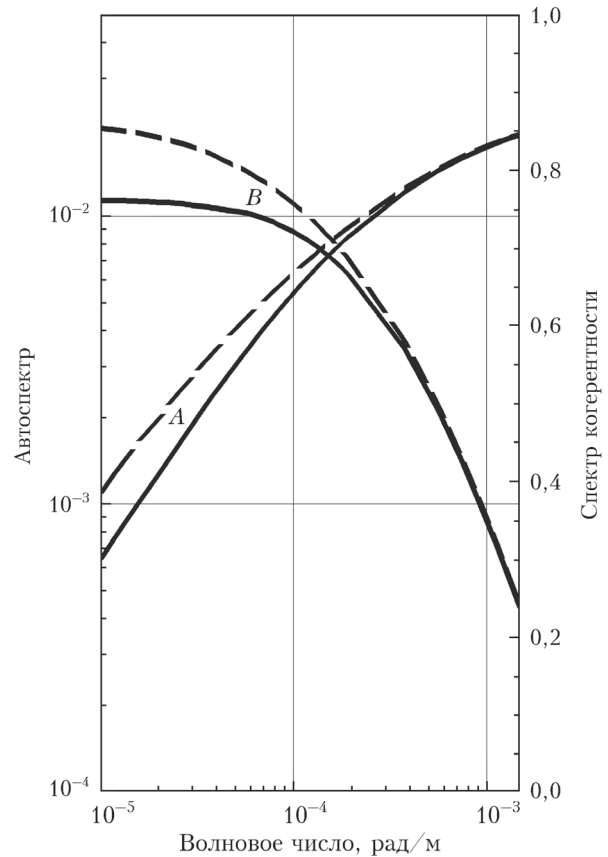


Рис. 6. Влияние внешнего масштаба неоднородностей на горизонтальные ($\alpha = 90^\circ$) спектры мерцаний: *A* – автоспектры, ось ординат слева; *B* – спектры когерентности, ось ординат справа. Высота перигея луча 34 км. Сплошные линии соответствуют внешнему масштабу $L_W = 1$ км, штриховые – $L_W = 5$ км. По оси абсцисс отложены горизонтальные волновые числа κ_y

масштабов анизотропных мерцаний l_W и $\eta(l_W)l_W$ [6–8, 32], поэтому влияние временного накопления невелико. На рис. 7 приведены высокочастотные участки вертикальных и горизонтальных автоспектров, показывающие влияние временного усреднения и светофильтров.

Для вертикальных заходов временное сглаживание сигнала в прямоугольном окне (панель *A*, кривая 2 в сравнении с кривой 1) приводит к дополнительному сглаживанию спектра мерцаний только при достаточно больших значениях волнового числа κ_z , в несколько раз превышающих κ_W . Для горизонтальных окультаций (рис. 7, панель *B*) спектр мерцаний существенно смещается в низкочастотную область, поэтому влияние временного накопления пренебрежимо мало (кривые 1 и 2).

Светофильтры, в отличие от временного усреднения, сглаживают мерцания только по вертикали с масштабами $\Delta p(\lambda_1)$ и $\Delta p(\lambda_2)$: для фотометров GOMOS на высоте 34 км $\Delta p(\lambda_1) \approx 2,6\Delta p(\lambda_2) = 2,6$ м [15, 45]. Поскольку для высот более 30–35 км вертикальные масштабы сглаживания светофильтров Δp , как правило, меньше внутреннего масштаба l_W («узкие» светофильтры), то светофильтры приводят

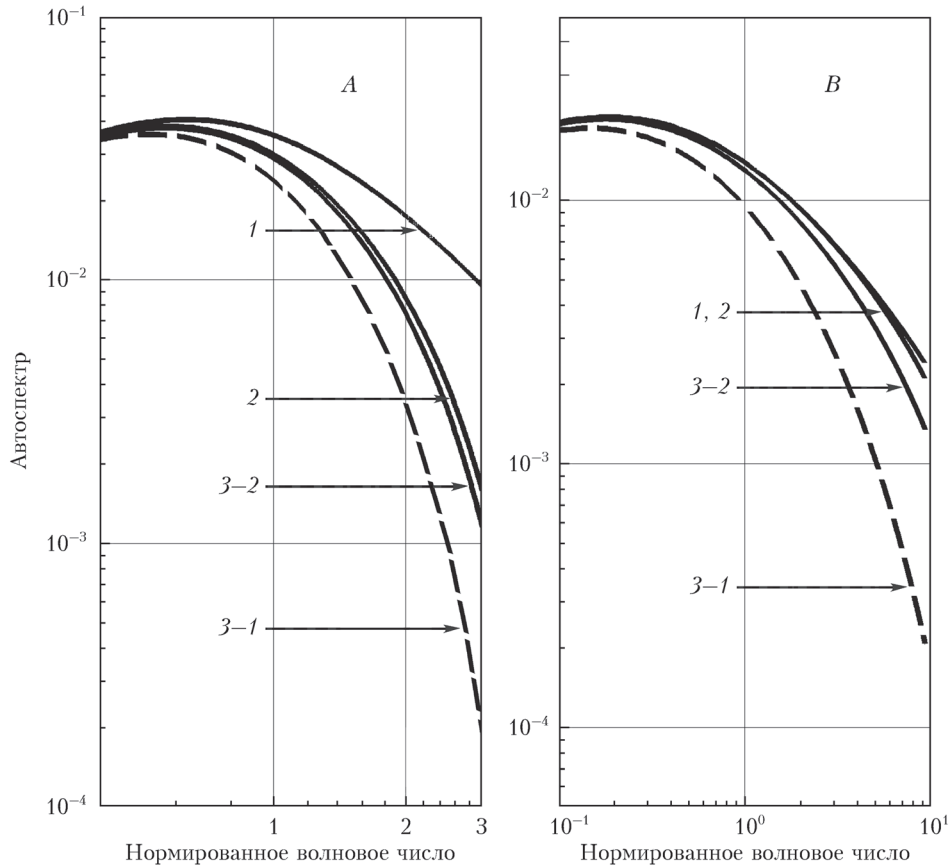


Рис. 7. Влияние оптических фильтров и времени накопления сигнала на вертикальные ($\alpha = 0^\circ$, панель А) и горизонтальные ($\alpha = 90^\circ$, панель В) автоспектры мерцаний: 1 – монохроматическое излучение с $\tau = 0$ с; 2 – монохроматическое излучение с $\tau = 10^{-3}$ с; 3–1 – голубой, 3–2 – красный фотометры GOMOS со светофильтрами и $\tau = 10^{-3}$ с. Высота перигея луча 34 км. По осям абсцисс отложены $\kappa_{z,n} = \kappa_z/\kappa_W$ для вертикальных и $\kappa_{y,n} = \eta(\kappa_W)\kappa_y/\kappa_W$ для горизонтальных спектров мерцаний

к сглаживанию мерцаний только в мелкомасштабной области, и этот эффект, дополнительно к временному усреднению, заметен для голубого (кривые 3–1 на рис. 7) и незначителен для красного светофильтра (кривые 3–2). Для широких светофильтров амплитуда горизонтальных спектров мерцаний может заметно уменьшаться и в низкочастотной области.

Как уже указывалось выше, когерентность мерцаний с увеличением угла захода α разрушается, начиная с мелких масштабов. Поэтому сглаживание мелкомасштабных мерцаний, вызванное временным накоплением сигнала и светофильтрами, приводит к некоторому увеличению хроматической корреляции мерцаний, но для рассматриваемых условий этот эффект мал.

Отметим здесь, что эффекты временного накопления сигнала и светофильтров для фотометров GOMOS могут быть весьма существенными при рассмотрении мерцаний, вызванных колмогоровской изотропной турбулентностью. В этом случае масштабы мерцаний (радиус зоны Френеля ρ_F и/или внутренний масштаб турбулентности l_K) могут быть меньше или сравнимы с масштабами фильтров и временного накопления сигнала и поэтому они могут привести к значительному подавлению мерцаний, различному

при различной геометрии наблюдений. Эти эффекты подробно рассмотрены в [15, 45].

Заключение

Проведены расчеты автоспектров и спектров когерентности хроматических мерцаний звезд в спутниковых оккультационных наблюдениях для атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией. Для расчетов использована модель 3D-спектра анизотропных неоднородностей [35, 36] с коэффициентом анизотропии, монотонно убывающим с ростом вертикального волнового числа. Модель [35, 36] является обобщением 3D-спектра крупномасштабных ВГВ с постоянной анизотропией [41]. В наших расчетах использована зависимость коэффициента анизотропии от вертикального волнового числа, построенная по данным измерений хроматических мерцаний звезд в тангенциальных оккультациях GOMOS/ENVISAT [32]. Спектры рассчитаны для параметров быстрых фотометров GOMOS (длина волны, ширина полосы светофильтра, время накопления сигнала) и для различной геометрии наблюдений – от вертикальных до горизонтальных оккультаций. При моделировании использовались приближения эквивалентного фазового экрана и слабых

мерцаний. Для низкоорбитальных спутников слабые мерцания реализуются для высот перигея луча выше 30 км.

Автоспектры мерцаний для атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией рассматривались ранее в [47]. В отличие от [47] в наших расчетах автоспектров и спектров когерентности учтены эффекты, связанные с изменением ориентации анизотропных неоднородностей относительно луча визирования (сферичность атмосферы), что позволило включить в рассмотрение и сильно анизотропные крупномасштабные неоднородности с $\eta > \eta_{cr} \approx 30$. Коэффициент анизотропии в наших расчетах монотонно увеличивается от значений, близких к $\eta_{min} = 1$ для самых мелких неоднородностей (с вертикальными масштабами в доли метра), до $\eta_{min} = 100$ для неоднородностей с масштабами 0,5 км и более. Кроме того, мы ввели в рассмотрение внутренний масштаб неоднородностей, значительно превышающий масштаб молекулярной вязкости, а также рассмотрели эффекты, связанные с конечной шириной светопередатчиков и конечным временем накопления сигнала.

Проведено сравнение спектров мерцаний для 3D-моделей неоднородностей с постоянной (2) и переменной (4) анизотропией. Отмечены характерные особенности в поведении спектров мерцаний для обеих моделей неоднородностей при различных условиях наблюдений. В случае эффективно вертикальных заходов характерным масштабом спектров мерцаний для обеих моделей является внутренний вертикальный масштаб неоднородностей l_w . Для эффективно горизонтальных оккультаций характерный горизонтальный масштаб автоспектров равен $(\kappa_w/\eta(\kappa_w))^{-1}$, а для кросс-спектров и спектров когерентности хроматический масштаб равен $(\kappa_c/\eta(\kappa_c))^{-1}$.

Спектры мерцаний для обеих моделей неоднородностей, построенные в зависимости от нормированных волновых чисел, близки друг к другу. Для эффективно вертикальных заходов прогрессивное уменьшение анизотропии к малым масштабам приводит к более быстрому разрушению когерентности на масштабах, меньших внутреннего l_w . Для эффективно горизонтальных оккультаций переменная анизотропия приводит к расплыванию максимума автоспектров и к некоторому перекачиванию максимума к крупным масштабам. В отличие от модели с постоянной анизотропией, для переменной анизотропии внешний масштаб проявляется и в горизонтальных спектрах, но этот эффект незначителен. В спектре когерентности значительная анизотропия неоднородностей в крупномасштабной области приводит к повышенной когерентности на этих масштабах. Наиболее заметны отличия спектров мерцаний для переходного диапазона углов захода от эффективно вертикальных до эффективно горизонтальных: $80 < \alpha < 89,5^\circ$. Здесь для неоднородностей с переменной анизотропией сохраняется влияние внешнего масштаба для автоспектров и наблюдается заметное уменьшение когерентности в крупномасштабной области. Близость спектров мерцаний для разных моделей анизотропии неоднородностей указывает на то, что процедура реконструкции параметров насы-

щенных ВГВ [6–8], разработанная для модели неоднородностей с постоянной анизотропией, может быть успешно адаптирована для модели с переменной анизотропией.

В настоящей статье мы ограничились рассмотрением спектров мерцаний, вызванных только анизотропными неоднородностями. Свойства мерцаний, вызванных локально изотропной турбулентностью, хорошо изучены. В рамках принятых нами приближений (статистическая независимость анизотропных и изотропных неоднородностей и приближении слабых мерцаний) спектры полных мерцаний, так же как и компоненты 3D-спектра неоднородностей, можно представить в виде суммы анизотропной и изотропной компонент спектров мерцаний. Как показано в [45], анализ спектров полных мерцаний в этом случае не представляет особого труда.

1. Hubbard W.B., Lellouch E., Sicardy B., Brahic A., Vilas F., Bouchet P., McLaren R.A., Perrier C. Structure of scintillations in Neptune's occultation shadow // *Astrophys. J.* 1988. V. 325, N 1. P. 490–502.
2. Raynaud E., Matheva K., Drossart P., Roques F., Sicardy B. A reanalysis of the 1971 Beta Scorpis occultation by Jupiter: Study of the temperature fluctuations and detection of wave activity // *Icarus*. 2004. V. 168, N 2. P. 324–335.
3. Александров А.П., Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В., Манаров М.Х., Пахомов А.И., Романенко Ю.В., Савченко С.А., Серова С.И., Титов В.Г. Спектры вариаций температуры в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана*. 1990. Т. 26, № 1. С. 5–16.
4. Гурвич А.С., Кан В., Савченко С.А., Пахомов А.И., Боровихин П.А., Волков О.Н., Калерши 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 дисперсия мерцаний // *Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана*. 2001. Т. 37, № 4. С. 469–486.
5. 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. атмосф. и океана*. 2001. Т. 37, № 4. С. 487–501.
6. 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. атмосф. и океана*. 2003. Т. 39, № 3. С. 335–346.
7. 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. атмосф. и океана*. 2003. Т. 39, № 3. С. 347–358.
8. Sofieva V.F., Gurvich A.S., Dalaudier F., Kan V. Reconstruction of internal gravity waves and turbulence parameters in the stratosphere using GOMOS scintillation measurements // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. D12113. DOI: 10.1029/2006JD007483.
9. Sofieva V.F., Kan V., Dalaudier F., Kyrola E., Tamminen J., Bertaux J.-L., Hauchecorne A., Fussen D., Vanhellefont F. Influence of scintillation on quality of ozone monitoring by GOMOS // *Atmos. Chem. Phys.* 2009. V. 9. P. 9197–9207. DOI: 10.5194/acp-9-9197-2009.

10. Bertaux J.L., Kyrola E., Fussen D., Hauchecorne A., Dalaudier F., Sofieva V., Tamminen J., Vanhellemont F., Fanton d'Andon O., Barrot G., Mangin A., Blanot L., Lebrun J.C., Perot K., Fehr T., Saavedra L., Leppelmeier G.W., Fraisse R. Global ozone monitoring by occultation of stars: An overview of GOMOS measurements on ENVISAT // *Atmos. Chem. Phys.* 2010. V. 10. P. 12091–12148. DOI: 10.5194/acp-10-12091-2010.
11. Hubbard W.B., Jokipii J.R., Wilking B.A. Stellar occultation by turbulent planetary atmospheres: A wave-optical theory including a finite scale height // *Icarus*. 1978. V. 34, N 2. P. 374–395.
12. Гурвич А.С. Флуктуации при наблюдении внеземных источников из космоса сквозь атмосферу Земли // *Изв. вузов. Радиофиз.* 1984. Т. 27, № 8. С. 951–959.
13. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
14. 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.
15. 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, N 3. P. 163–181.
16. Sofieva V.F., Kyrola E., Hassinen S., Backman L., Tamminen J., Seppala A., Tholix L., Gurvich A.S., Kan V., Dalaudier F., Hauchecorne A., Bertaux J.-L., Fussen D., Vanhellemont F., Fanton d'Andon O., Barrot G., Mangin A., Guirlet M., Fehr T., Snoeij P., Saavedra L., Koopman R., Fraisse R. Global analysis of scintillation variance: Indication of gravity wave breaking in polar winter upper stratosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. L03812. DOI: 10.1029/2006GL028132.
17. Sofieva V.F., Dalaudier F., Vernin J. Using stellar scintillation for studies of turbulence in the Earth's atmosphere // *Phil. Trans. Roy. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* 2013. V. 371. 20120174. DOI: 10.1098/rsta.2012.0174.
18. Grechko G.M., Gurvich A.S., Kan V., Sokolovskiy S.V., Savchenko S.A. Scintillations and random refraction during occultations by terrestrial atmosphere // *J. Opt. Soc. Amer. A*. 1985. V. 2, N 12. P. 2120–2123.
19. Kireev S.V., Sokolovskiy S.V. Variations of refraction angles from observations of the Moon from space // *Appl. Opt.* 1994. V. 33, N 36. P. 8402–8405.
20. Гурвич А.С., Загоруйко С.В., Кан В., Попов Л.И., Рюмин В.В., Савченко С.А., Чошия П.А. Структура неоднородностей температуры по наблюдениям атмосферной рефракции с орбитальной станции «Салют-6» // *Докл. АН СССР*. 1981. Т. 259, № 6. С. 1330–1333.
21. Gurvich A.S., Kon A.I. Aspect sensitivity of radar returns from anisotropic turbulent irregularities // *J. Electromagnet. Wave*. 1993. V. 7, N 10. P. 1343–1353.
22. Adams G.W., Brosnahan J.W., Jonson R.E. Aspect sensitivity of 2.66-MHz radar return from the mesosphere // *Radio Sci.* 1989. V. 24, N 2. P. 127–132.
23. Ern M., Preusse P., Alexander M.J., Warner C.D. Absolute values of gravity wave momentum flux derived from satellite data // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. D20103. DOI: 10.1029/2004JD004752.
24. Ern M., Preusse P. Gravity wave momentum flux spectra observed from satellite in the summertime subtropics: Implications for global modeling // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. L15810. DOI: 10.1029/2012GL052659.
25. Alexander M.J., Gille J., Cavanaugh C., Coffey M., Craig C., Eden T., Francis G., Halvorson C., Hannigan J., Khosravi R., Kinnison D., Lee H., Massie S., Nar-di B., Barnett J., Hepplewhite C., Lambert A., Dean V. Global estimates of gravity wave momentum flux from high resolution dynamics limb sounder (HIRDLS) observations // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. D15S18. DOI: 10.1029/2007JD008807.
26. Wang L., Geller M.A., Alexander M.J. Spatial and temporal variations of gravity wave parameters. Part I: Intrinsic frequency, wavelength, and vertical propagation direction // *J. Atmos. Sci.* 2005. V. 62, N 1. P. 125–142.
27. Wang L., Alexander M.J. Global estimates of gravity wave parameters from GPS radio occultation temperature data // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. D21122. DOI: 10.1029/2010JD013860.
28. Rottger J., Czechowsky P., Schmidt G. First low-power VHF radar observations of tropospheric, stratospheric and mesospheric winds and turbulence at the Arecibo Observatory // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1981. V. 43, N 8. P. 789–900.
29. Dalaudier F., Crochet M., Sidi C. Direct comparison between *in situ* measurements of temperature spectra: A puzzling result // *Radio Sci.* 1989. V. 24, N 5. P. 311–324.
30. Sofieva V.F., Dalaudier F., Kan V., Gurvich A.S. Technical note: Scintillation of the double star α -Cru observed by GOMOS/Envisat // *Atmos. Chem. Phys.* 2009. V. 9. P. 8967–8973. DOI: 10.5194/acp-9-8967-2009.
31. Kan V., Sofieva V.F., Dalaudier F. Anisotropy of small-scale stratospheric irregularities retrieved from scintillations of a double star α -Cru observed by GOMOS/ENVISAT // *Atmos. Meas. Technol.* 2012. V. 5. P. 2713–2722. DOI: 10.5194/amt-5-2713-2012.
32. Kan V., Sofieva V.F., Dalaudier F. Variable anisotropy of small-scale stratospheric irregularities retrieved from stellar scintillation measurements by GOMOS/Envisat // *Atmos. Meas. Technol.* 2014. V. 7. P. 1861–1872. DOI: 10.5194/amt-7-1861-2014.
33. Gurvich A.S., Chunchuzov I.P. Estimates of characteristic scales in the spectrum of internal waves in the stratosphere obtained from space observations of stellar scintillations // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. D03114. DOI: 10.1029/2004JD005199.
34. Gurvich A.S. A heuristic model of three-dimensional spectra of temperature inhomogeneities in the stably stratified atmosphere // *Ann. Geophys.* 1997. V. 15, N 7. P. 856–869.
35. Gurvich A.S., Chunchuzov I.P. Three-dimensional spectrum of temperature fluctuations in stably stratified atmosphere // *Ann. Geophys.* 2008. V. 26, N 7. P. 2037–2042.
36. Гурвич А.С., Чунчузов И.П. Модель трехмерного спектра анизотропных неоднородностей температуры в устойчиво стратифицированной атмосфере // *Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана*. 2008. Т. 44, № 5. С. 611–628.
37. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1967. 720 с.
38. Smith S.A., Fritts D.C., VanZandt T.E. Evidence of saturation spectrum of atmospheric gravity waves // *J. Atmos. Sci.* 1987. V. 44, N 10. P. 1404–1410.
39. Fritts D.C., Alexander M.J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* 2003. V. 41, N 1. DOI: 10.1029/2001RG000106.
40. Sofieva V.F., Vira J., Kyrola E., Tamminen J., Kan V., Dalaudier F., Hauchecorne A., Bertaux J.-L., Fussen D., Vanhellemont F., Barrot G., Fanton d'Andon O. Retrievals from GOMOS stellar occultation measurements using characterization of modeling errors // *Atmos. Meas. Technol.* 2010. V. 3. P. 1019–1027. DOI: 10.5194/amt-3-1019-2010.
41. Chunchuzov I.P. On the high-wavenumber form of the Eulerian internal wave spectrum in the atmosphere // *J. Atmos. Sci.* 2002. V. 59. P. 1753–1772.

42. Гурвич А.С., Воробьев В.В., Федорова О.В. К определению параметров внутренних волн в стратосфере по наблюдениям сильных мерцаний звезд из космоса // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2006. Т. 42, № 4. С. 502–513.
43. Dalaudier F., Kan V., Gurvich A.S. Chromatic refraction with global ozone monitoring by occultation of stars. I. Description and scintillation correction // Appl. Opt. 2001. V. 40, N 6. P. 866–877.
44. Kan V., Dalaudier F., Gurvich A.S. Chromatic refraction with global ozone monitoring by occultation of stars. II. Statistical properties of scintillations // Appl. Opt. 2001. V. 40, N 6. P. 878–889.
45. Кан В. Когерентность и корреляция хроматических мерцаний звезд в спутниковом затменном эксперименте // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17, № 10. С. 821–832.
46. Гурвич А.С., Кан В. Флуктуации радиоволн на трассах спутник–атмосфера–спутник: оценки по наблюдениям мерцаний звезд и сравнение с экспериментом // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1997. Т. 33, № 3. С. 314–323.
47. Федорова О.В. Спектры мерцаний, формируемых неоднородностями с переменной анизотропией // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 4. С. 297–300.

V. Kan. Stellar scintillations in a spaceborne occultation experiment for atmospheric irregularities with the variable anisotropy.

The properties of stellar scintillations are studied in occultation experiment for synchronous sounding of the atmosphere at different wavelengths. The scintillation auto- and coherence spectra are calculated for the model of three-dimensional (3D) spectrum of atmospheric irregularities with the variable anisotropy. In the calculations, we used the dependency of anisotropy coefficient on irregularity scale derived from chromatic stellar scintillation measurements by fast GOMOS (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) photometers during tangential occultations. Calculations are performed in approximations of the equivalent phase screen and weak scintillations. The regime of weak scintillations for low-orbit satellites corresponds to altitudes of ray perigee above 25–30 km. A comparison of scintillation spectra for models of 3D spectrum of atmospheric irregularities with the variable and constant anisotropy is performed and joint characteristics and peculiarities are noted.