

В.П. Лукин

ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВНЕШНЕГО МАСШТАБА АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

На основе обобщений многочисленных измерений анализируется низкочастотный участок спектра атмосферной турбулентности, непосредственно примыкающего к инерционному интервалу. Спектры турбулентности сравниваются с изотропными моделями.

В приземном слое атмосферы внешний масштаб атмосферной турбулентности оказывается зависящим не только от высоты над подстилающей поверхностью, но и от типа атмосферной стратификации.

1. Восстановление спектральной плотности флуктуаций показателя преломления из оптических измерений

Рассеяние света на турбулентных неоднородностях атмосферы является одним из основных механизмов искажения принимаемого оптического сигнала. Случайные пространственно-временные изменения показателя преломления атмосферы [1] приводят к искажению структуры оптических пучков, флуктуациям интенсивности и фазы оптических волн и проявляются, в частности, в размытии, дрожании и мерцании изображений источников, а также в турбулентном ослаблении средней принимаемой мощности сигнала.

Вместе с тем исследование этих флуктуаций привело к развитию методов дистанционной диагностики атмосферной турбулентности. Большое развитие получили работы по лазерному зондированию атмосферной турбулентности, поскольку применение лазеров для измерения параметров атмосферной турбулентности имеет ряд преимуществ. В частности, оптические измерения обеспечивают большую стабильность и достоверность получаемых статистических данных, так как по своей природе они связаны с дополнительным осреднением определяемой характеристики вдоль трассы распространения.

При распространении световой волны через среду, содержащую неоднородности показателя преломления, происходят искажения ее параметров [2]. Эти искажения позволяют получать сведения о характеристиках неоднородностей. Измерения могут проводиться дистанционно, без непосредственного размещения измерительного датчика в исследуемой точке, что не возмущает изучаемую среду и позволяет исследовать среды, в которых невозможно размещать датчики.

При попытке связать результаты измерений флуктуаций параметров оптической волны, прошедшей слой атмосферы, с параметрами атмосферы возникает ряд проблем. Во-первых, необходимо найти связь между интересующими нас параметрами атмосферы и экспериментальными данными в форме уравнения. Во-вторых, для извлечения из экспериментальных данных информации об атмосфере нужен удобный математический аппарат. Это далеко нетривиальная задача поскольку зачастую измеряемые величины связаны с параметрами атмосферы посредством интегральных уравнений. Задача, таким образом, состоит в решении интегральных уравнений. Аналитические решения таких уравнений можно найти только для отдельных из числа представляющих интерес случаев, и, как правило, необходимо пользоваться численными методами. И наконец, измерения должны быть достаточно полными и точными.

Наиболее разработанным методом измерения энергетического спектра флуктуаций показателя преломления является метод восстановления последнего из измеренных статистических характеристик флуктуаций параметров оптических волн, прошедших слой турбулентной атмосферы. При распространении оптических волн в турбулентной атмосфере, в случае когда относительные флуктуации показателя преломления малы и изменения его на расстояниях порядка длины волны также невелики, из спектров и корреляционных функций флуктуаций параметров оптической волны можно определить спектры пульсаций показателя преломления среды [3].

Следует иметь в виду, что применительно к световым волнам практически всегда рассматривают температурную турбулентность и подобие спектров флуктуаций показателя преломления и температуры.

При изучении спектров атмосферной турбулентности оптическими методами встает вопрос о чувствительности измеряемых характеристик оптических волн к функциональному виду спектральной плотности флуктуаций показателя преломления $\Phi_n(x)$. Задача состоит в том, чтобы выбрать такую характеристику оптической волны, которая бы обеспечивала простоту экспериментальных измерений и была бы экстремально чувствительна к виду спектра $\Phi_n(x)$ в той или иной его области.

Спектр атмосферной турбулентности даже в приземном слое отличается большим динамическим диапазоном (пространственные масштабы от метров до долей миллиметров) и в связи с этим ввиду конечной точности самих оптических измерений не может быть восстановлен из измерений флуктуаций какого-либо одного из параметров оптической волны. Исследования чувствительности различных

параметров оптических волн к виду спектра турбулентности в различных его областях показали, что характеристики, связанные с фазой оптической волны, в основном определяются низкочастотными неоднородностями флуктуаций показателя преломления, тогда как флуктуации интенсивности оптического излучения — высокочастотной областью спектра турбулентности [3]. Другими словами, измерения флуктуаций фазы оптической волны могут быть использованы для изучения энергетического интервала спектра турбулентности, а измерения флуктуаций интенсивности — для изучения интервала равновесия, который включает в себя инерционный и вязкий интервалы спектра турбулентности.

1.1. Фазовые оптические измерения флуктуаций показателя преломления

Измерения флуктуаций интенсивностей оптического излучения по сравнению с измерениями фазовых флуктуаций — более простая задача. Поэтому впервые восстановление спектра турбулентности по данным оптических измерений было осуществлено именно при измерениях флуктуаций интенсивности [4]. Был восстановлен спектр турбулентности в интервале диссипации.

Фазовые измерения в атмосфере в большом динамическом диапазоне — технически сложная задача [5]. Впервые в [6, 7] были получены достаточно корректные экспериментальные данные о поведении структурной функции оптической волны при расстояниях наблюдения, сравнимых с высотой приземной атмосферной трассы. Эти данные, а также корреляционные функции флуктуаций пространственного положения центров тяжести [8, 9] горизонтально разнесенных оптических пучков противоречат имеющимся теоретическим расчетам [10, 11], полученным при использовании для спектральной плотности флуктуаций показателя преломления степенной модели Колмогорова-Обухова. Известны попытки [7, 9, 11] расчета этих характеристик флуктуаций оптических волн с использованием изотропных моделей спектральной плотности, учитывающих отклонение спектра от степенного закона в области внешнего масштаба турбулентности. Однако степень достоверности используемых моделей спектра остается невыясненной.

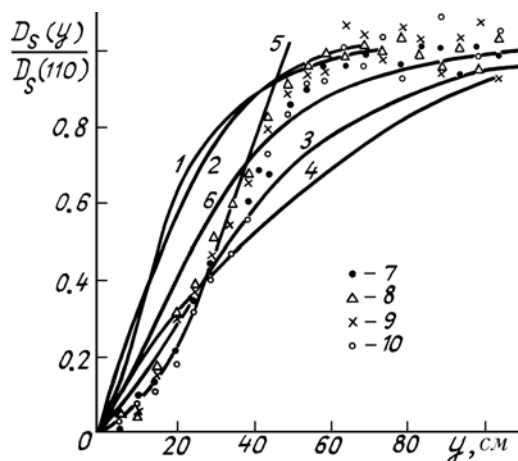


Рис. 1. Нормированные структурные функции фазы. 1, 3 — расчет по формуле (2) при использовании модели спектра (6) ($1-\kappa_{01} = 6,5 \text{ м}^{-1}$, $3-\kappa_{01} = 3,2 \text{ м}^{-1}$); 2, 4 — расчет по формуле (26) при использовании спектра (21) ($2-\kappa_{02} = 26,5 \text{ м}^{-1}$, $4-\kappa_{02} = 11,8 \text{ м}^{-1}$); 5 — функция $ay^{5/3}$, где a выбирается по наилучшему совпадению с экспериментальными данными; 6 — расчет по формуле (25) при $\kappa_{01} = 4,3 \text{ м}^{-1}$; 7–10 — экспериментальные данные

В данном разделе приведены результаты [12] восстановления двумерного спектра флуктуаций показателя преломления из измерений структурной функции фазы. Эксперимент проводился в атмосфере на горизонтальной трассе длиной 110 м. Высота трассы над подстилающей поверхностью составляла 1,5 м. Излучение гелий-неонового лазера формировалось в два одинаковых коллимированных пучка с выходным диаметром 2 см. Расстояние между последовательно изменялось (вдоль оси Y) с шагом $\Delta y = 0,05$ м до значения $y_m = 1,1$ м. В плоскости приема с помощью цифрового оптического фазометра [5] регистрировались флуктуации разности фаз между центрами пучков. Реализации разности фаз длительностью $T = 50$ с (объем выборки 5000 отсчетов) использовались для оценки структурной функции фазы $D_s(y)$. Структурные функции, нормированные на значение при максимальном разnose $D_s(y_m)$, показаны на рис. 1 для четырех серий измерений. Видно, что структурные функции насыщаются на постоянный уровень. Следовательно, в рамках гипотезы «замороженной» турбулентности [10] в пределах масштабов $y \lesssim v_{\perp} T$ (v_{\perp} — поперечная к трассе компонента скорости ветра, в эксперименте $v_{\perp} \approx 2 \text{ м/с}$) флуктуации фазы можно считать однородными.

В качестве оценки коэффициента корреляции флуктуаций фазы воспользуемся выражением

$$\hat{b}_s(y) = \begin{cases} 1 - D_s(y)/D_s(y_m), & y \leq y_m, \\ 0, & y > y_m. \end{cases} \quad (1)$$

Если выполнить [12] расчет корреляционной функции флуктуаций фазы $B_s(y)$ в первом приближении [10] метода плавных возмущений, можно показать, что

$$B_s(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx_2 V_s(x_2) \exp(ix_2 y), \quad (2)$$

где

$$V_s(x_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx_3 f_s(x_2, x_3) \Phi_n(0, x_2, x_3). \quad (3)$$

Как показывают оценки, для условий нашего эксперимента спектральную фильтрующую функцию $f_s(x_2, x_3)$ можно считать практически постоянной. Тогда одномерный фазовый спектр $V_s(x_2)$ с точностью до постоянного множителя будет совпадать с двумерным спектром флуктуаций показателя преломления

$$V_n(0, x_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx_3 \Phi_n(0, x_2, x_3). \quad (4)$$

Таким образом, по измеренным значениям коэффициента корреляции (1) можно определить двумерный спектр (4).

В соответствии с [13] преобразование Фурье от экспериментальных корреляционных функций $\hat{b}(y)$ будем вычислять по формуле

$$\bar{v}_s(x_2) = \frac{\Delta y}{\pi} \left[1 + 2 \sum_{\kappa=1}^{l-1} \hat{b}_s(y_\kappa) \omega(y_\kappa) \cos(x_2 y_\kappa) \right], \quad (5)$$

$$\omega(y_\kappa) = \begin{cases} 1 - 6(U/M)^2 - 6(|U|/M)^3, & |U| \leq M/2, \\ 2(1 - |U|/M)^3, & M/2 < |U| \leq M, \\ 0, & |U| > M. \end{cases}$$

где $y_\kappa = \kappa \Delta y$; $\bar{v}(x_2) = V_s(x_2) / \sigma_s^2$ — нормированный спектр, σ_s^2 — дисперсия флуктуаций фазы; $\omega(U)$ — корреляционное окно Парзена; $M = l \Delta y$ — ширина корреляционного окна ($M = 1,1$ м). На рис. 2 приведены спектры $\bar{v}_s(x_2)$, рассчитанные по экспериментальным данным (рис. 1). Вертикальным отрезком показан 80%-й доверительный интервал. Проведем сравнение экспериментальных данных с расчетами на основе изотропной модели спектра $\Phi_n(0, x_2, x_3)$ в области внешнего масштаба

$$\Phi_n(0, x_2, x_3) = 0,033 C_n^2 (x_0^2 + x_2^2 + x_3^2)^{-11/6}, \quad (6)$$

здесь $x_0 = 2\pi/L_0$ — волновое число, соответствующее внешнему масштабу турбулентности L_0 ; C_n^2 — структурный параметр [10] показателя преломления. Подставляя модель (6) в (3), (4), получаем, что для условий эксперимента

$$V_s(x_2) = 2\pi \kappa^2 L V_n(0, x_2),$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения; L — длина трассы (110 м),

На рис. 2 приведено сравнение экспериментальных (5) и модельных (3) спектров. Внешний масштаб модельного спектра (6) $x_0 = 4,3 \text{ м}^{-1}$ выбирали по совпадению с экспериментальными значениями в точке максимальной частоты. Соответствующая этому спектру нормированная структурная функция приведена на рис. 1 (кривая 1), кривая 2 соответствует модели Колмогорова-Обухова. Как видно из рис. 1, 2, спектры и структурные функции в целом соответствуют модели (6), однако отклонения экспериментальных функций от степенных зависимостей (кривые 2 на рис. 1, 2) наблюдаются при меньших пространственных частотах (больших масштабах) по сравнению с модельными функциями (кривые 1 на рис. 1, 2). Это означает, что при использовании моделей типа (6) для расчетов характеристик оптических волн можно ожидать совпадение с экспериментами только для конечного интервала пространственных и временных масштабов.

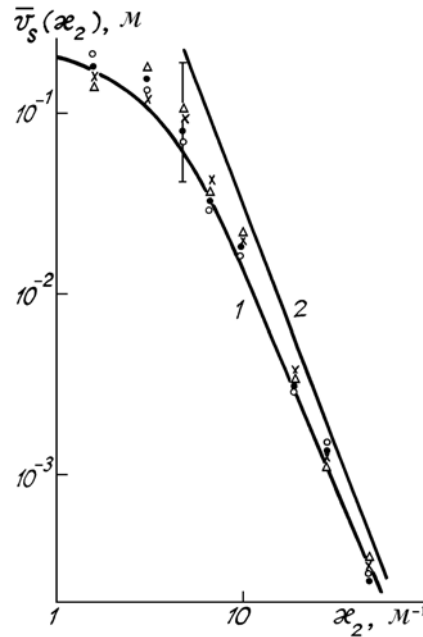


Рис. 2. Спектр флуктуаций показателя преломления: 1, 2 — модельный спектр (6), (4) и асимптотика этого спектра соответственно при $\kappa_0 = 4,3 \text{ м}^{-1}$. Обозначение экспериментальных точек соответствует рис. 1

1.2. Оптические измерения спектров пульсаций показателя преломления в модельной конвекции

Анализируя выводы п. 1.1., следует заметить, что выполненные в [12] измерения проводились в реальной атмосфере, где присутствуют как конвективная составляющая турбулентности, так и динамическая составляющая, обусловленная изменением среднего ветра. Представляет интерес отдельно изучить поведение спектров каждой из составляющих, поскольку теоретические оценки [14] показывают, что для атмосферы естественно принять гипотезу, согласно которой вертикальные конвективные движения непосредственно не взаимодействуют с мелкомасштабной динамической турбулентностью, обусловленной наличием градиента средней скорости. Хотя турбулентность динамического происхождения порождает и вертикальные пульсации, их вклад в суммарную дисперсию при развитой конвекции пренебрежимо мал, и можно считать, что вертикальные движения обусловлены только конвекцией. Таким образом, атмосферную турбулентность следует рассматривать в спектральном плане как аддитивную сумму конвективной и динамической составляющих.

Здесь приводятся результаты изучения спектров пульсаций температуры в искусственно создаваемом конвективном потоке. Такой режим чистотермической турбулентности в отсутствие ветра в свободной атмосфере реализуется при неустойчивой стратификации.

Исследование турбулентности ведется на основе оптических измерений. В предположении однородности и изотропности флуктуаций показателя преломления существует следующая функциональная связь [10] между статистическими характеристиками оптических волн $B(\rho)$ и спектром $\Phi_n(\kappa)$ ($\kappa = |\mathbf{\kappa}|$):

$$B(\rho) = \int_0^\infty d\kappa \kappa f(\kappa, L) \Phi_n(\kappa) J_0(\kappa\rho), \quad (7)$$

где ρ — расстояние между точками наблюдения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света; $f(\kappa, L)$ — спектральная фильтрующая функция, определяющая область спектра $\Phi_n(\kappa)$, дающую основной вклад в флуктуации данного параметра волны; $J_0(\kappa\rho)$ — функция Бесселя первого рода; L — длина оптической трассы. Было показано [15], что решение интегрального уравнения (7) для получения спектра из измерений $B(\rho)$ на конечном интервале значений ρ является корректной [16] обратной задачей.

Экспериментальная установка, на которой моделируются условия чисто термической конвекции, представляла собой нагреваемую поверхность с размерами $2 \times 1 \text{ (м}^2\text{)}$. Нагревательные элементы, находящиеся под поверхностью, позволяют получать условия с различными градиентами температуры; величина градиента определяется током нагревательных элементов. Чтобы восстановить вид функции $\Phi_n(\kappa)$ в инерционном и энергетическом интервале волновых чисел κ , необходимо проводить одновременно измерения как флуктуаций интенсивности, так и флуктуаций фазы. Схема для измерений фазы представляет собой интерферометр Майкельсона с двумя пучками [15]. База ρ (расстояние между

центрами пучков) может изменяться от 1 см до 0,5 м. Измерение разности фаз между центрами пространственно-разнесенных гауссовских пучков проводилось аналого-цифровым измерителем фаз [5], пороговая чувствительность которого составляла 0,1 радиана. Флуктуации интенсивности фиксировались на оси одного из пучков. Одновременные реализации случайных процессов флуктуаций интенсивности и разности фаз подвергались статистической обработке.

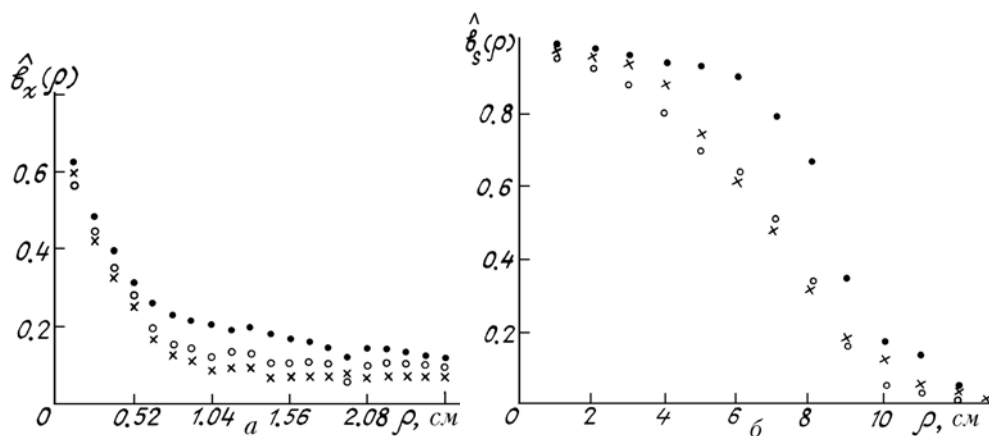


Рис. 3. Нормированная корреляционная функция флуктуаций интенсивности (а) и фазы (б): крестики — для $h = 8$ см, светлые кружки — 14, темные — 21 см

По синхронным реализациям конечной длительности T флуктуаций интенсивности и разности фаз оценивались временные коэффициенты корреляции $b_s(\tau)$ и $b_\chi(\tau)$ для $\tau \leq T$. Восстановление спектра $\Phi_n(\kappa)$ из (7) проводилось по совокупности коэффициентов корреляции $b_\chi(\tau)$ и $b_s(\tau)$, соответствующих одной и той же реализации.

Как известно, турбулентный режим при конвекции обладает свойством автомодельности, то есть значения коэффициента вязкости и температуропроводности не должны входить в число определяющих параметров, турбулентные характеристики зависят от единственного параметра, имеющего размерность длины, высоты над нагретой поверхностью. Поэтому представляет интерес исследование спектров пульсаций показателя преломления в создаваемом потоке в зависимости от высоты. Для этой цели проводились измерения флуктуаций интенсивности и разности фаз излучения, распространяющегося в конвективном потоке на трассе L , равной 2 м. Высота трассы над подстилающей поверхностью менялась (8, 14, 21 см). Излучение гелий-неонового лазера формировалось в два одинаковых коллимированных пучка, по структуре близких к неограниченной плоской волне. Пучки разносились в горизонтальном направлении на расстояние ρ . Измерялась v — средняя скорость всплывания температурных неоднородностей воздуха, что позволяло перейти от временной $\hat{b}_\chi(\tau)$ к пространственной $b_\chi(\rho) = b_\chi(v\tau)$. На рис. 3 приведены

оценки нормированных корреляционных функций флуктуаций интенсивности $\hat{b}_\chi(\tau)$ и фазы $\hat{b}_s(\tau) = [1 - D_s(\rho) / D_s(\rho_m)]$ для различных высот. Наиболее характерным является увеличение с ростом h радиуса корреляции флуктуаций фазы, что можно интерпретировать как высотный рост внешнего масштаба L_0 , поскольку в условиях свободной конвекции происходит укрупнение турбулентных элементов с увеличением высоты. Корреляция фазы измерялась в диапазоне от 1 до 13 см, что позволяло восстанавливать спектр $\Phi_n(\kappa)$ для $0,08 \text{ см}^{-1} \leq \kappa \leq 1 \text{ см}^{-1}$, корреляция интенсивности измерялась в 100 точках с дискретом $\Delta = 0,026 \text{ см}$, соответствующий интервал для спектра $0,4 \text{ см}^{-1} \leq \kappa \leq 20 \text{ см}^{-1}$. Одновременно измерения флуктуаций фазы и флуктуаций интенсивности позволяют проводить восстановление как в энергетическом, так и в инерционном интервалах. Сшивание спектров, восстановленных по данным интенсивности и фазы, позволило расширить интервал достоверного восстановления по сравнению с измерениями, где фиксировались либо флуктуации интенсивности, либо флуктуации фазы. Расчеты показали, что при 8%-й случайной ошибке измерения коэффициентов корреляции спектр оценивался в интервале $0,05 \text{ см}^{-1} \leq \kappa \leq 20 \text{ см}^{-1}$ с ошибкой, не превосходящей измеряемую.

На рис. 4 приведены спектры пульсаций показателя преломления для различных высот над подстилающей поверхностью. В ходе каждого спектра четко различаются две области: область насыщения спектра и область, где поведение функции $\Phi_n(\kappa)$ описывается степенным законом. Наклон спектра близок к $-11/3$, лишь для $h = 8$ см имеется некоторое отличие. Наиболее существенное различие с ростом h спектры имеют в низкочастотной области, что связано с существованием монотонного роста масштаба турбулентности, причем высотный ход $L_0 = L_0(h)$ ближе к модели [7] $L_0 = 2\sqrt{h}$ (см), нежели к модели [10] $L_0 = Kh$, где K — постоянная Кармана. Восстановленные спектры $\Phi_n(\kappa)$ подчиняются степенному закону вплоть до $\kappa = 20 \text{ см}^{-1}$, что позволяет сделать вывод о том, что внутренний масштаб турбулентности l_0 данной турбулентной среды не превосходил 2 мм.

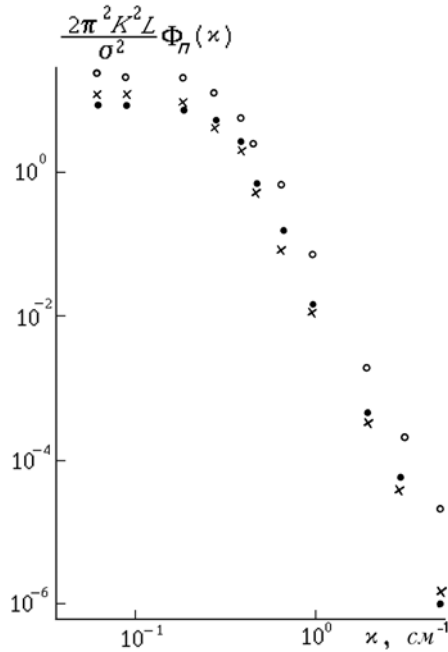


Рис. 4. Восстановленная спектральная плотность флуктуаций показателя преломления (для различных высот, обозначения те же, что и на рис. 3)

1.3. Восстановления спектра турбулентности из амплитудных и фазовых флуктуационных измерений

Используемые в пп. 1.1, 1.2 при восстановлении спектра $\Phi_n(\kappa)$ пространственные корреляционные функции флуктуаций фазы требуют достаточно длительных измерений, при этом невозможно обеспечить постоянство атмосферных характеристик. Возникла идея восстановить спектр из синхронных измерений временных спектров флуктуаций интенсивности и разности фаз на постоянной базе. Это заставило [19] объединить усилия Института оптики атмосферы СО АН СССР и Института физики атмосферы АН СССР.

Уравнение

$$\omega W_\chi(\omega) = 2,6 C_n^2 \kappa^{7/6} L^{11/6} X \int_{\dot{\chi}}^{\infty} d\mathbf{x} \left(1 - \frac{\sin \mathbf{x}^2}{\mathbf{x}^2} \right) (\mathbf{x}^2 - X^2)^{-1/2} \mathbf{x}^{-8/3} \varphi(\mathbf{x} D^{-1/2}), \quad (8)$$

где $X = \omega \sqrt{\frac{L}{\kappa}} / v$ — безразмерная частота; L — длина оптической трассы в атмосфере; κ — волновое число излучения; v — скорость ветра поперек направления распространения света, $D = L/\kappa\eta^2$; связывает временной спектр флуктуаций интенсивности $W_\chi(\omega)$ с функцией φ , являющейся поправкой к одномерному степенному спектру поля показателя преломления:

$$E_n(\mathbf{x}) \cong 0,4 C_n^2 \mathbf{x}^{-5/3} \varphi(\mathbf{x}\eta), \quad (9)$$

где C_n^2 — структурный параметр показателя преломления; $\eta = v^{3/4} \langle \varepsilon \rangle^{-1/4}$ — колмогоровский масштаб; ε — скорость диссипации энергии турбулентности; v — кинематическая вязкость воздуха. Поправка $\varphi(\mathbf{x}\eta)$ в инерционном интервале тождественно равна единице, а в интервале диссипации обеспечивает затухание. Задача восстановления спектра и сводится к нахождению этой функции.

Для исследования спектра $E_n(\mathbf{x})$ в инерционном и энергетическом интервалах следует отдать предпочтение фазовым измерениям [3, 7].. Уравнение

$$\omega W_{\delta s}(\omega) = 10,4 C_n^2 \kappa^{7/6} L^{11/6} \sin^2 \left(\frac{\rho}{2} \sqrt{\frac{\kappa}{L}} X \right) X \int_{\dot{\chi}}^{\infty} d\mathbf{x} \left(1 + \frac{\sin \mathbf{x}^2}{\mathbf{x}^2} \right) (\mathbf{x}^2 - X^2)^{-1/2} \mathbf{x}^{-8/3} \varphi(D^{-1/2} \mathbf{x}) \quad (10)$$

связывает временной спектр флуктуаций разности фаз $W_{\delta s}(\omega)$ в точках, разнесенных на расстояние ρ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, с функцией $\varphi(\mathbf{x}\eta)$. Спектр разности фаз несет большую информацию о спектре $E_n(\mathbf{x})$ в области малых волновых чисел, нежели

$W_\chi(\omega)$. В области же высоких частот пока трудно обеспечить достаточную точность измерения разности фаз [5]. Поэтому для восстановления спектра турбулентности можно использовать синхронные измерения обоих спектров и совместное решение уравнений (8) и (10).

Для определения компоненты средней скорости ветра, перпендикулярной трассе, входящей в уравнения (8) и (10), необходимы измерения скорости и направления ветра синхронно с оптическими измерениями. Также необходимы независимые измерения структурной постоянной поля температуры C_n^2 ,

$$\text{т.к. } C_n^2 \approx C_T^2 \left\langle \frac{\partial n}{\partial T} \right\rangle^2.$$

Блок-схема оптических измерений представлена на рис. 5. Измерения проводились в степи близ г. Цимлянска. Пучки гелий-неонового лазера распространялись над ровной горизонтальной поверхностью на высоте 1,5 м. Протяженность трассы 47 м.

В амплитудных измерениях использовался широкий ($\rho_0 = 5$ см) коллимированный гауссовский пучок. Параллельно первому (см. рис. 5) пучку формировались еще два одинаковых пучка, разнесенные между собой на расстояние ρ . В плоскости приема с помощью оптического фазометра [5] регистрировались флуктуации разности фаз между центрами пучков. Измерения разности фаз проводились на базах ρ , равных 55 и 5 см. Спектры флуктуаций разности фаз в центрах разнесенных пучков при параметрах нашего эксперимента с большой точностью совпадают [7] с таковыми в плоской волне. Запись флуктуаций разности фаз и логарифма амплитуды проводилась на многоканальный магнитофон с частотой выборки 46 кГц.

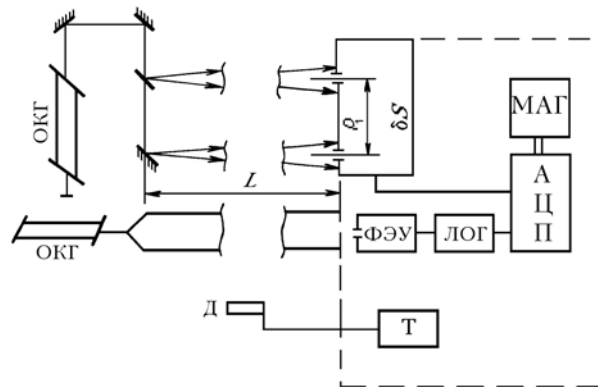


Рис. 5. Блок-схема эксперимента: ОКГ — гелий-неоновый лазер; δS — фазометр оптического диапазона; ФЭУ, ЛОГ, АЦП — составляющие схемы (фотоприемник, усилитель, аналого-цифровой преобразователь); МАГ — многоканальный магнитофон; Д и Т — датчик и измеритель пульсаций температуры

Средняя, скорость и направление ветра измерялись чашечным анемометром и румбометром, укрепленным на высоте 1,5 м близ середины оптической трассы. Здесь же размещался датчик для измерения микропульсаций температуры. Определение C_n^2 основывалось на измерении среднего квадрата флуктуаций температуры на фиксированной частоте ≈ 3 Гц.

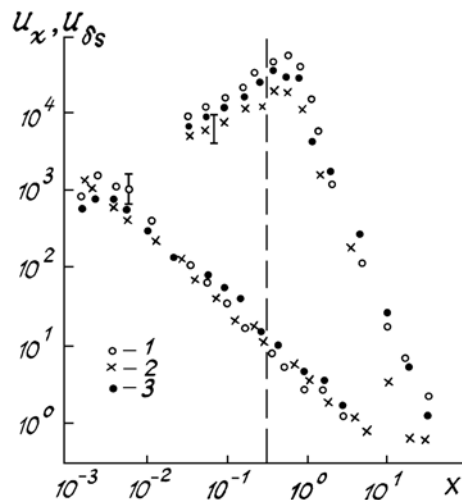


Рис. 6. Безразмерные спектры флуктуаций логарифма интенсивности световой волны $U_\chi = \omega W_\chi / (2,6 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6})$ — верхняя полоса экспериментальных данных; нижняя — безразмерные спектры флуктуаций разности фаз $U_{\delta s} = \omega W_{\delta s} / (1,04 \cdot 10^{-6} C_n^2 k^{7/6} L^{11/6})$; 1, 2 — $\rho = 55$ см, 3 — $\rho = 5$ см

Для вычисления спектров $W_{\delta s}$ использовались записи флуктуаций разности фаз длительностью 24 с, $W_{\chi}(\omega)$ — флуктуаций интенсивности — длительностью 8 с. На рис. 6 нанесены 3 спектра флуктуаций интенсивности, умноженные на частоту, — верхняя полоса, нижняя представляет собой соответствующие предыдущим спектры фаз на базах 55 и 5 см. Вертикальными отрезками на рисунках показана величина разброса (дисперсии) экспериментальных данных. Рис. 6 наглядно демонстрирует различную чувствительность $\omega W_{\chi}(\omega)$ и $\omega W_{\delta s}(\omega)$ к спектру показателя преломления на разных частотах.

Идея совместного решения уравнений (8) и (10) для восстановления спектра турбулентности во всем диапазоне частот математически выражалась в следующей форме. Искомый спектр находится путем решения интегрального уравнения $f = K\phi$, где в качестве ядра уравнения использовалось составное ядро

$$K(x, y) = \begin{cases} K_{\delta s}(x, y), & x \leq x_0, \\ K_{\chi}(x, y), & x > x_0, \end{cases} \quad (11)$$

а измеряемая функция f представляется в виде

$$f(x) = \begin{cases} W_{\delta s}, & x \leq x_0, \\ W_{\chi}, & x > x_0, \end{cases} \quad (12)$$

что обеспечивало непрерывность решения в точке сопряжения x_0 . Выбор точки сопряжения диктовался компромиссом, между возрастающей при уменьшении волнового числа ошибкой восстановления ϕ только из уравнения (8) и ухудшающейся в направлении больших волновых чисел надежностью измерения $W_{\delta s}$. Штриховой линией на рис. 6 показана выбранная точка x_0 .

Следует отметить, что уравнения (8) и (10) — это интегральные уравнения Абеля, решение которых при использовании экспериментальных данных представляет собой некорректную обратную задачу и требует регуляризации [16, 20–22]. Решение уравнений (8) и (10) проводилось методом статистической регуляризации [20, 21].

Из уравнений (8) и (10) мы можем получить только некую функцию $\phi_1(\kappa)$ (для $\kappa = \kappa \sqrt{\frac{k}{L}}$), поскольку нам неизвестны значения η для каждого спектра. Независимые измерения скорости диссипации энергии ϵ позволили бы перейти к универсальным функциям $\phi(\kappa\eta)$. Представим полученный результат в общепринятом [23] виде (9) одномерного спектра

$$E_1^n = \frac{5}{12} C_n^2 \int_x^\infty dx x^{-8/3} \phi_1(x). \quad (13)$$

На рис. 7 приведен спектр $\tilde{E}_1^n = E_1^n / \frac{5}{12} C_n^2$, рассчитанный по значениям $\phi_1(\kappa)$. В области малых масштабов спектр имеет крутой спад, соответствующий вязкому интервалу. Подобный результат был ранее получен в [24].

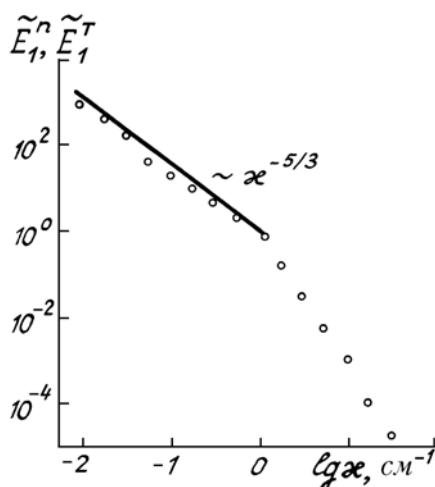


Рис. 7. Одномерный спектр показателя преломления, вычисленный по формуле (13) для ϕ_1 (кружки), и одномерный спектр температуры из [26] (сплошная кривая)

В результате совместных измерений [19] удалось существенно продвинуться в область низких частот (по сравнению с [24]) в измерениях спектра показателя преломления. В этой области частот

имеются измерения спектров температуры, полученные с помощью термометров сопротивления [25, 26]. Флуктуации показателя преломления в оптическом диапазоне определяются в основном флуктуациями температуры, поэтому можно сравнивать формы спектров этих величин. На рис. 7 сплошной кривой показан спектр температуры [26], являющийся обобщением серии измерений при отрицательных значениях числа Ричардсона ($Ri = 0, \dots, -2$). В целях сравнения этот спектр был перенормирован $\tilde{E}_1^\tau = E_1^\tau / \frac{5}{12} C_\tau^2$ при $z = 1,5$ м.

Предложенная методика оптических измерений и обработки результатов позволила восстановить спектр показателя преломления в очень широком диапазоне масштабов (от 1,5 мм до 5 м), охватывающем инерционный и вязкий интервалы.

Далее в п. 2.2 мы еще раз вернемся к этим данным и к восстановлению спектра турбулентности из временных фазовых измерений.

1.4. Измерение спектра турбулентности по данным случайных смещенных пучков

В п. 1.1 мы отмечали существенную зависимость [8, 9, 11] пространственной корреляционной функции случайных смещений $B_c(x, \rho)$, разнесенных на вектор $\rho = \rho(y, z)$ параллельных световых пучков, от поведения спектра флуктуаций показателя преломления $\Phi_n(0, \mathbf{x})$ в энергетическом интервале волновых чисел \mathbf{x} . Из результатов [27] следует, что в случае горизонтальных трасс распространения функции $B_c(x, \rho)$ и $\Phi_n(0, \mathbf{x})$ связаны двумерным интегральным уравнением Фредгольма 1 рода

$$B_c(x, \rho) = \iint d^2\mathbf{x} \Phi_n(0, \mathbf{x}) P(x, \mathbf{x}) \exp(-i\mathbf{x}\rho). \quad (14)$$

Здесь

$$P(x, \mathbf{x}) = 2\pi x^3 \int_0^1 d\xi (1 - \xi)^2 \exp[-x^2 a_s^2 (\xi - 1)^2 / 2],$$

$$a_s^2(x) = a^2 [(1 - x/F)^2 + \Omega^{-2} + 2^{-6/5} D_s^{6/5} (2a) \Omega^{-2}] -$$

— квадрат эффективного радиуса пучка на расстоянии x ; a — начальный радиус пучка; F — радиус кривизны фазового фронта в центре передающей апертуры; $\Omega = \kappa a^2 / x$ — число Френеля; $\kappa = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $D_s(2a)$ — структурная функция фазы сферической волны, вычисленная на диаметре излучающей апертуры.

В отличие от используемых ранее, уравнение (14) не ограничено требованием малости флуктуаций интенсивности и позволяет использовать оптические пучки произвольной геометрии.

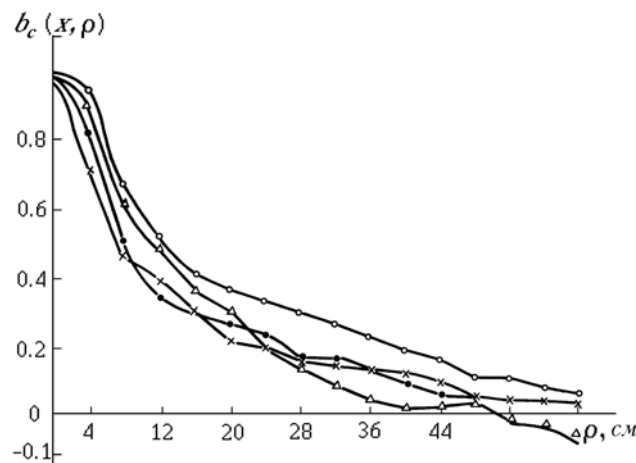


Рис. 8. Коэффициент пространственной корреляции случайных смещений параллельных сфокусированных световых пучков, полученный в эксперименте [9]. Темные кружки — $v = 0,64$ м/с, светлые — $v = 1,4$ м/с, крестики — $v = 1,8$ м/с, треугольники — $v = 2$ м/с

Здесь будут приведены результаты восстановления спектра с использованием уравнения (14). Использовались экспериментальные данные [9] для коэффициента корреляции временных смещений светового пучка $b_c(x, \rho = v\tau)$ (τ — временная задержка; v — поперечная к направлению распространения волны скорость ветра). На рис. 8 изображен коэффициент пространственной корреляции смещения $b_c(x, \rho) = B_c(x, \rho = v\tau) / B_c(x, 0)$, построенный по результатам эксперимента [9] для различных значений скорости ветра v ($v = |\mathbf{v}|$).

В дальнейшем будем использовать нормированное уравнение (14), содержащее в левой части коэффициент корреляции,

$$b_c(x, \rho) = \iint d^2\mathbf{x} U(x, \mathbf{x}) P(x, \mathbf{x}) e^{-i\mathbf{x}\rho}, \quad (15)$$

где

$$U(x, \mathbf{x}) = \frac{\Phi_n(0, \mathbf{x})}{\iint d^2\mathbf{x} P(x, \mathbf{x}) \Phi_n(0, \mathbf{x})}. \quad (16)$$

Таким образом, используя данные измерений $b_c(x, \rho)$, при обратном Фурье преобразовании (15) (или Фурье – Бесселя для изотропного спектра) можно определить нормированный спектр $U(x, \mathbf{x})$.

Предположим далее изотропность спектра флуктуаций показателя преломления. В этом случае, решая уравнение (15) методом А.Н. Тихонова [28, 29], получаем оценку для нормированного спектра (16)

$$\hat{U}(x, \mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi P(x, \mathbf{x})} \int_0^\infty d\rho \rho J_0(x\rho) b_c(x, \rho) \left[1 + \frac{\alpha\rho^2}{4\pi^2} \right]^{-1}. \quad (17)$$

В соотношении (17) для $b_c(x, \rho)$ использовались данные, приведенные на рис. 8. Вычисление интеграла в (17) проводилось численно. Функция $P(x, \mathbf{x})$ была вычислена с учетом параметров оптического эксперимента [9]. Параметр регуляризации α выбирался [28, 29], исходя из разброса исходных данных для коэффициента корреляции [9].

Поскольку [9] коэффициент корреляции $b_c(x, \rho)$ измерен для разнеса точек наблюдения $\rho \leq 0,6$ м с шагом, равным 0,06 м, то восстановление спектра $\hat{U}(x, \mathbf{x})$ может быть воспроизведено для волновых чисел $\mathbf{x} \in [1,6 \text{ м}^{-1}, 20 \text{ м}^{-1}]$.

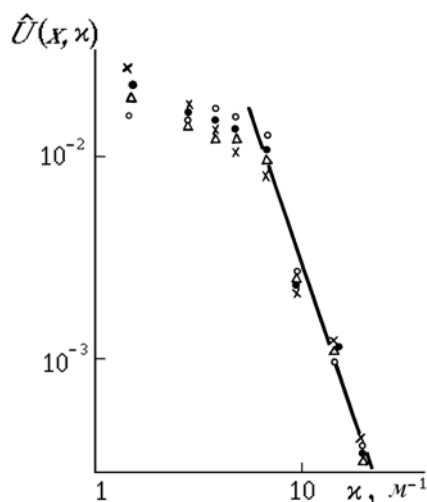


Рис. 9. Нормированный спектр $U(x, \mathbf{x})$, восстановленный с использованием данных эксперимента [9]. Обозначения те же, что и на рис. 8

На рис. 9 изображен восстановленный спектр $\hat{U}(x, \mathbf{x})$. Прямая линия соответствует степенному закону $\mathbf{x}^{-11/3}$, характеризующему инерционный интервал спектра; в области малых значений волновых чисел спектральная плотность отклоняется от степенной зависимости. Имеется определенная «тенденция» к насыщению на постоянный уровень. Установлено, что отклонения спектра $\hat{U}(x, \mathbf{x})$ при изменении средней скорости ветра v , имеющем место в эксперименте, лежат в пределах ошибок восстановления. Поэтому не удастся проследить зависимость $U(x, \mathbf{x})$ от величины скорости ветра.

В заключение заметим, что результаты проведенного восстановления спектра атмосферной турбулентности согласуются с результатами, полученными на основе фазовых измерений [19, 12].

2. Анализ моделей спектра атмосферной турбулентности в области низких частот

Известно, что атмосферная турбулентность (как всякое движение с диссипацией) может существовать в качестве стационарного явления лишь при наличии источников энергии. Энергия в турбулентное движение поступает от внешних масштабов движения. Это могут быть конвективные потоки

за счет нагрева Земли, изменение среднего ветра, гравитационные волны. Эти источники передают энергию в турбулентность в основном через энергетический интервал, где сосредоточена основная энергия турбулентности. Как правило, число Рейнольдса исходного потока велико, что ведет к потере его устойчивости и образованию вихрей с размерами порядка исходного потока, имеющего смысл внешнего масштаба турбулентного движения L_0 . Расход энергии турбулентности происходит в интервале диссипации, где энергия трансформируется в тепло за счет вязкости. Если число Рейнольдса исходного потока достаточно велико, область диссипации отделена от энергетического интервала областью волновых чисел κ , удовлетворяющих условию

$$L_0^{-1} \ll \kappa \ll l_0^{-1}, \quad (18)$$

где l_0 — внутренний масштаб турбулентности, называемой инерционным интервалом. Характер атмосферной турбулентности в интервале (18) полностью определяется через скорость диссипации энергии турбулентности ϵ и через некоторый внешний параметр N , характеризующий источники. Следствием этого для локально-однородной и изотропной турбулентности является «закон 2/3» Колмогорова — Обухова, которому на спектральном языке соответствует «закон 5/3»

$$E(\kappa) = C\epsilon^{2/3}\kappa^{-5/3}, \quad (19)$$

где $E(\kappa)$ — одномерная спектральная плотность кинетической энергии; C — постоянная порядка единицы [23]. Спектр $E(\kappa)$ или соответствующий ему спектр пульсаций показателя преломления $\Phi_n(\kappa)$ не позволяет рассчитывать статистические характеристики флуктуаций фазы оптических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере, поскольку последние определяются поведением спектра энергии турбулентности в области энергетического интервала. В то же время, ряд экспериментальных результатов: измерения корреляционных и структурных функций флуктуаций фазы оптических волн [12], корреляции смещения центров тяжести пространственно-ограниченных гауссовых пучков [9], а также прямые измерения структурной функции флуктуаций температуры [6] указывают на существенное отклонение реальных спектров $\dot{E}(\kappa)$ (и соответствующих спектров $\Phi_n(\kappa)$) от модели (19) в области малых κ . Предпринимались попытки измерения спектров пульсаций температуры косвенно — по измерениям флуктуаций оптических волн, распространяющихся в атмосфере [12]. Эти измерения, в частности, показали, что восстановленные спектры пульсаций показателя преломления неплохо описываются моделью Кармана, учитывающей конечность внешнего масштаба турбулентности [30].

2.1. Наиболее употребительные модели спектра турбулентности в области низких частот

В отличие от инерционного интервала волновых чисел κ , спектральная плотность флуктуаций показателя преломления $\Phi_n(\kappa)$ в энергетическом интервале (т.е. для $\kappa \lesssim L_0^{-1}$) уже не является универсальной функцией [30]. Известно, что спектр в области низких частот зависит как от профиля подстилающей поверхности (для малых высот), так и от метеоусловий. Естественно, что форма спектра будет изменяться, например, при изменении высоты над подстилающей поверхностью, а также при вариации степени термодинамической устойчивости турбулентности. Поэтому предположение о локальной однородности и изотропности турбулентности уже не выполняется.

Вместе с тем для расчета статистических характеристик оптических волн (оценки дисперсий флуктуаций) необходимы достаточно простые и удобные модели спектра.

В настоящее время наибольшее применение нашли следующие изотропные модели $\Phi_n(\kappa)$, учитывающие отклонение от степенного закона в области внешнего масштаба турбулентности:

— модель Кармана [30, 6]

$$\Phi_n(\kappa) = 0,033C_n^2(\kappa^2 + \kappa_{01}^2)^{-11/6}, \quad (20)$$

— экспоненциальная модель [35, 11]

$$\Phi_n(\kappa) = 0,033C_n^2\kappa^{-11/3}\{1 - \exp[-\kappa^2/\kappa_{02}^2]\}, \quad (21)$$

— модель Гринвуда — Таразано [33]

$$\Phi_n(\kappa) = 0,033C_n^2L_{03}^{11/6}(\kappa^2L_{03}^2 + \kappa L_{03})^{-11/6}. \quad (22)$$

Здесь $\kappa_{01} = 2\pi/L_{01}$, $\kappa_{02} = 2\pi/L_{02}$; L_{01} , L_{02} , L_{03} — соответствующие внешние масштабы моделей (20), (21), (22). Естественно, что эти модели только частично описывают поведение спектра в низкочастотной области. Главное Для всех этих моделей это то, что $\int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_n(\kappa)$ — конечен, следовательно, любой конечный объем обладает конечной энергией турбулентности. Эти модели правильно описывают инерционный интервал спектра:

$$\Phi_n(x) \sim 0,033C_n^2 x^{-11/3} \text{ для } x \gg L_0^{-1}.$$

Параметры моделей (20), (21), (22), такие как C_n^2 и L_0 , могут, в свою очередь, описываться как самостоятельные модели, дающие описания измерения параметра, например как функции высоты h .

Более известны в литературе модели поведения C_n^2 . Причем в совокупное понятие модель мы вводим:

- характерное значение у Земли C_n^2 для данной местности и ее возможные вариации (суточные и сезонные);
- высотное измерение $C_n^2(h)$;
- вариации интегрального значения $\int_0^\infty dh C_n^2(h)$.

Для внешнего масштаба турбулентности информация достаточно ограничена, так как до настоящего времени еще идут дискуссии о самом существовании этого внешнего масштаба. Для малых высот над подстилающей поверхностью h в условиях конвективной турбулентности общепринятым [41] считается, что $L_0 \sim h$. Для высот $h > 20$ м некоторые авторы рекомендуют модель $L_0 \approx 2\sqrt{h}$ (h, L_0 измеряются в метрах). Для высот выше 100 м обычно принимают значение $L_0 = \text{const}$.

Вместе с тем известны [31] измерения $L_0(h)$ во Франции (Observatory de Haute Provence, France), которые описываются аналитической формулой

$$L_0(h) = \frac{4}{1 + \left(\frac{h - 8500}{2500}\right)^2}, \quad (23)$$

а также [34] – в Чили (ESO, La Silla, Chile), где

$$L_0(h) = \frac{5}{1 + \left(\frac{h - 7500}{2000}\right)^2}, \quad (24)$$

которые достаточно близки по значениям. Я отдаю себе отчет в том, что внешний масштаб в моделях (20), (21), (22) и внешний масштаб L_0 в [34], который ввел В.И. Татарский [10], должны несколько отличаться, но безусловно это сравнимые величины.

2.2. Сопоставление моделей спектра турбулентности с данными оптических измерений

На мой взгляд, наиболее объективно вести речь о сопоставлении не самих моделей, а некоторых измеряемых оптических параметров.

Используя данные измерений [19], на рис. 1 проводится сопоставление трех моделей $\Phi_n(x)$ – моделей (20), (21) и Колмогорова – Обухова. Сравним полученные экспериментальные данные с расчетами нормированной структурной функции фазы, соответствующей изотропным моделям спектра. Для моделей (20), (21) коэффициенты корреляции фазы $b_s(y)$ представляются следующим образом:

$$b_s(y) = \frac{\Gamma(1/6)}{\pi} (y x_{01}/2)^{5/6} K_{-5/6}(x_{01}y), \quad (25)$$

$$b_s(y) = {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; (x_{02}y/2)^2\right) - (x_{02}y/2)^{5/3} \Gamma\left(\frac{11}{6}\right), \quad (26)$$

где $K_{-5/6}(x)$ – функция Макдональда, ${}_1F_1(\alpha, \beta; x)$ – вырожденная гипергеометрическая функция. При сравнении расчетных и экспериментальных коэффициентов корреляции (рис. 1) мы подбирали параметры x_{01} и x_{02} по наилучшему совпадению $D_s(y)/D_s(y_m)$ с величиной $[1 - b_s(y)]$ в области насыщения (кривые 1, 3) и на участке степенного ($D_s(y) \sim y^{5/3}$) роста – (кривые 2, 4). Из сравнения видно, что модели (20), (21) в целом хорошо описывают тенденцию в поведении структурной функции фазы. Однако не могут обеспечить совпадение во всем интервале точек наблюдения. Для модели (20) значения внешнего масштаба L_0 , обеспечивающие наилучшее совпадение (на рис. 1), лежат в интервале 0,96÷1,96 м. Это значение внешнего масштаба сопоставимо с высотой над подстилающей поверхностью, на которой проводились измерения [19] ($h = 1,2 \div 1,5$ м).

3. Исследование анизотропии спектра атмосферной турбулентности в низкочастотной области

Одно из важнейших свойств атмосферной турбулентности – это непрерывность, а именно то, что вклад в пульсации показателя преломления в каждый момент времени дают неоднородности всех мас-

штабов. Наиболее крупные неоднородности — это неоднородности, вызванные распадом крупномасштабных средних движений: зональных ветров, атмосферных фронтов, неоднородностей радиационного режима. Все эти движения, распадаясь ввиду неустойчивости, служат основой всему спектру турбулентных неоднородностей. Область крупномасштабных неоднородностей наиболее сильно связана со всеми местными метеорологическими параметрами, прежде всего это поля скорости ветра, температуры и их градиентов. Для приземного слоя эта область (с размерами неоднородностей, превышающими несколько метров) носит название области энергопроизводящих вихрей и характеризуется, как правило, неизотропностью свойств: эти неоднородности обладают свойствами, зависящими от направления.

Естественно, что свойства соответствующих статистических характеристик оптических волн также оказываются зависящими от направления.

Рассмотрим особенности случайных смещений изображения, формируемого в приземном слое атмосферы на горизонтальной атмосферной трассе. Известно, что при формировании изображения основное значение имеют фазовые флуктуации. Поэтому если анизотропен спектр атмосферной турбулентности, то следует ожидать анизотропию эффекта дрожания в области малых частот.

Положение изображения в фокальной плоскости линзы (радиус R , фокусное расстояние F) определяется [36, 37] положением его центра тяжести

$$\rho_c = \iint d^2\rho \rho I_F(\rho) / \iint d^2\rho I_F(\rho), \quad (27)$$

где $I_F(\rho)$ — распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы, которое дается следующей формулой:

$$I_F(\rho) = \frac{\kappa^2}{4\pi^2 F^2} \iint d^2\rho_1 d^2\rho_2 U(\rho_1) U^*(\rho_2) \exp \left[-i \frac{\kappa \rho}{F} (\rho_1 - \rho_2) \right], \quad (28)$$

где $U(\rho)$ — поле, прошедшее турбулентный слой. В интеграле (28) интегрирование выполняется по освещенной поверхности линзы. Поскольку основную роль в явлении дрожания изображения играют фазовые флуктуации, пренебрегая амплитудными флуктуациями, получаем для дисперсии смещений центра тяжести следующее выражение:

$$\langle \rho_c^2 \rangle = \frac{F^2}{\kappa^2 \Sigma^2} \iint_{\Sigma} d^4\rho_{1,2} \nabla^2 B_s(\rho_1, \rho_2). \quad (29)$$

Здесь Σ — площадь освещенной поверхности линзы; $B_s(\rho_1, \rho_2)$ — корреляционная функция флуктуаций фазы оптической волны $U(\rho)$.

Как следствие (29) можно записать соответствующие выражения для составляющих компонент дрожания (ρ_x , ρ_y) вектора ρ_c . Оценка дисперсии $\langle \rho_c^2 \rangle = \langle \rho_y^2 \rangle + \langle \rho_x^2 \rangle$, $\langle \rho_y^2 \rangle$, $\langle \rho_x^2 \rangle$ возможна с использованием (29) при известной корреляционной (или структурной) функции флуктуаций фазы.

Для проведения экспериментов по изучению дисперсии дрожания изображения в двух взаимно перпендикулярных направлениях $\langle \rho_y^2 \rangle$, $\langle \rho_x^2 \rangle$ было разработано [37] следящее устройство на основе координатно-чувствительного фотоприемника, позволяющее измерять одновременно эти дисперсии. Эксперименты проводились как в условиях модельной термической турбулентности, [37], так и в условиях реальной атмосферы [38] на однородных приземных трассах.

Прежде всего рассмотрим результаты [37] модельного эксперимента. Использовалась установка, генерирующая на трассе 2 м конвективную [39, 40] развитую турбулентность. Коллимированный пучок диаметром 6 мм фокусировался объективом ($F_2 = 40$ см) на входное окно фотоприемника. Величина дисперсий $\langle \rho_y^2 \rangle$, $\langle \rho_x^2 \rangle$ оценивалась по данным измерений за 100 с.

Была исследована высотная зависимость структуры конвективной турбулентности: оптический пучок распространялся на различных высотах над поверхностью генератора термической турбулентности. Во время всего эксперимента режим турбулентности (средние градиенты температуры) поддерживался постоянным. Отмечалось (см. рис. 10) резкое, особенно на малых высотах, различие среднеквадратических значений случайных смещений пучка в вертикальном $\langle \rho_x^2 \rangle$ (кривая 1), и в поперечном $\langle \rho_y^2 \rangle$ (кривая 2) направлениях, что указывает на анизотропию турбулентности. Вытянутость наиболее крупномасштабных неоднородностей показателя преломления, по-видимому, максимальна на малых высотах, именно поэтому анизотропия свойств среды здесь наиболее существенна. С увеличением высоты неоднородности становятся более изотропными, а дисперсии $\langle \rho_y^2 \rangle$ и $\langle \rho_x^2 \rangle$ сравниваются. Проводились измерения дисперсий $\langle \rho_y^2 \rangle$ и $\langle \rho_x^2 \rangle$ на нескольких фиксированных высотах при различных режимах турбулентности. На малых высотах с увеличением градиента температуры (с ростом термодинамической неустойчивости) увеличивается различие между соответствующими дисперсиями — растет анизотропия.

Подобные измерения на реальных атмосферных трассах были выполнены в гг. Цимлянске, Томске. В августе—сентябре 1978 г. измерения проводились на научной базе Института физики атмосферы АН СССР (г. Цимлянск). Были выполнены синхронно измерения градиентов температуры, T , скорости ветра v , флуктуаций дрожания изображения коллимированного оптического пучка на трассе протяженностью 40,4 м (высота распространения лазерного пучка 1,15 м над подстилающей поверхностью), а также скорости ветра в локальном объеме с помощью лазерного доплеровского анемометра.

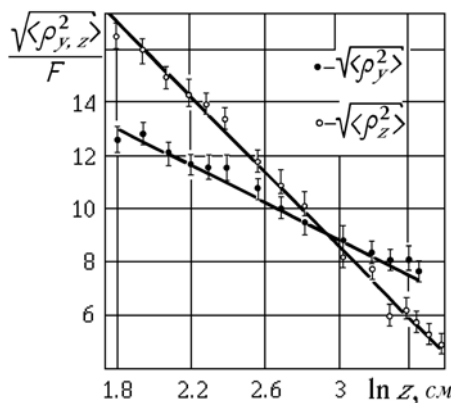


Рис. 10. Высотная зависимость среднеквадратического отклонения случайного смещения пучка

В результате обработки данных измерений оптических и метеорологических параметров получаем C_r^2 , C_n^2 из метеоизмерений, параметр термодинамической устойчивости Б (см, п. 4.1), дисперсии дрожания изображения $\langle \rho_y^2 \rangle$, $\langle \rho_z^2 \rangle$, частотные спектры флуктуаций W_y , W_z , а также величины компонент скорости ветра v_y , v_z . Отношение дисперсий $\langle \rho_z^2 \rangle / \langle \rho_y^2 \rangle$ качественно характеризует величину анизотропии турбулентности. По измерению положения максимума в спектре $fW_y(f)$ и $fW_z(f)$, зная v_y и v_z , можно оценить величину внешнего масштаба L_0 , а также его составляющих L_{0y} , L_{0z} . При этом L_{0y} и L_{0z} понимаются как размеры внешнего масштаба по двум направлениям.

Отношение дисперсий $\langle \rho_z^2 \rangle / \langle \rho_y^2 \rangle$, характеризующее анизотропию спектра турбулентности в области низких частот, изменялось от величины порядка 1 до 2,1. И уже в этих первых измерениях (1978 г.) было обнаружено, что как сама величина L_0 , так и ее составляющие L_{0y} , L_{0z} изменяются в зависимости от величины и знака параметра термодинамической устойчивости Б атмосферы, С помощью данных оптических измерений рассчитывались значения внешнего масштаба турбулентности L_0 и оказалось, что они лежат в интервале от 80 до 2,5 м (отметим, что высота оптической трассы в измерениях составляла 1,15 м). Данные метеорологических измерений — синхронные измерения C_r^2 и $(\Delta T / \Delta z)$ — позволяют рассчитать [10] внешний масштаб $L_{0\text{метео}}$:

$$L_{0\text{метео}} = \left(\frac{C_r^2}{2,8 \left(\frac{\Delta T}{\Delta z} \right)^2} \right)^{3/4}. \quad (30)$$

Сопоставление оптических измерений L_0 и $L_{0\text{метео}}$ по формуле (30) дает высокую корреляцию, хотя о совпадении значений L_0 и $L_{0\text{метео}}$ говорить нельзя. Отметим здесь, что составляющие внешнего масштаба L_{0y} и L_{0z} рассчитывались по измерению положения максимума частотных спектров $fW_y(f)$, $fW_z(f)$ на основе [37, 42] простой зависимости

$$f_{\max} = \frac{\sqrt{3} v_{y,z}}{L_{0y,z}},$$

где f_{\max} — положение максимума на спектрах fW_y , fW_z ; v_y , v_z — составляющие поперечной скорости ветра, измеряемые в эксперименте с помощью лазерного доплеровского анемометра; L_{0y} , L_{0z} — составляющие внешнего масштаба $L_0^2 = L_{0y}^2 + L_{0z}^2$.

В 1981 году в районе станции Зеленчукской на горизонтальной трассе $L = 1685$ м измерялись дисперсии случайного дрожания изображения оптического источника в двух взаимно перпендикулярных направлениях $\langle \rho_y^2 \rangle$ и $\langle \rho_z^2 \rangle$. Оптические измерения сопровождались измерениями метеорологических параметров (T , v). Дрожание изображения измерялось в фокусе телескопа с диаметром зеркала 600 мм. Анализ подвергалось отношение дисперсий $K = \langle \rho_z^2 \rangle / \langle \rho_y^2 \rangle$.

Оказалось, что при малых градиентах температуры среднее значение (по ряду реализаций) величины K оказалось равным 1,20, т.е. вертикальные случайные смещения практически совпадают с горизонтальными. При больших градиентах температуры и малых значениях скорости ветра анизотропия становится более резкой: $K = 2,89$. При увеличении скорости ветра коэффициент, характеризующий анизотропию ($K = 2,14$) уменьшается. В целом же вывод таков — в приземном слое атмосферы ($h \sim 1,5 \div 3$ м) практически всегда имеет место анизотропия дрожания изображения [38]. Опопосредовано это позволяет говорить о наличии анизотропии турбулентности.

4. Выявление связи внешнего масштаба турбулентности с изменением метеоситуации

Мы уже отмечали, что выявленная анизотропия флуктуаций положения оптического пучка, прошедшего слой турбулентной среды зависит от изменяющихся метеоусловий.

4.1. Связь величины внешнего масштаба с параметром термодинамической устойчивости

Достаточно твердо установлено, что поведение спектра турбулентности в низкочастотной области для приземного слоя уже не может быть описано с помощью единственного параметра — интенсивности турбулентности. Было также установлено, что для крупномасштабных неоднородностей, близких к внешнему масштабу турбулентности, предположение о локальной изотропности является недостаточно корректным для условий реальной атмосферы.

Тем не менее в практике расчетов флуктуаций оптических полей нашли применение различные модели, описывающие спектр в области крупных масштабов. Эти модели имеют уже два параметра, в качестве второго параметра выступает так называемый внешний масштаб L_0 . При расчетах использовались различные модели спектра турбулентности, а совпадение экспериментальных данных и результатов расчета достигалось путем подбора параметра L_0 . Как показали результаты [18, 19], величина внешнего масштаба оказывается сравнимой с высотой распространения оптического луча над подстилающей поверхностью. Однако имеются существенные различия в величинах L_0 у различных авторов.

Причина этого различия, по-видимому, в следующем. В реальной атмосфере наряду с мелкомасштабной турбулентностью присутствуют и более крупномасштабные движения, имеющие различную природу. Эти движения могут быть вызваны радиационной пестротой подстилающей поверхности, экранировкой подстилающей поверхности облачными структурами и рядом других факторов. Эти крупномасштабные образования можно рассматривать в приземном слое как медленные изменения внешних условий, определяющих генерацию мелкомасштабной турбулентности. При этом параметры турбулентности (и ее модели) приземного слоя должны изменяться во времени с характерным масштабом этих крупномасштабных структур.

Поэтому если параметр модели L_0 подбирать, например, на основе синхронных измерений флуктуаций фазы оптической волны и интенсивности турбулентности C_T^2 , то они должны сопровождаться измерениями средних метеопараметров. Экспериментальные измерения проводились в условиях однородной подстилающей поверхности на горизонтальных трассах протяженностью 15, 40, 45 м, высота распространения оптических пучков над подстилающей поверхностью 1,2 м. Измерялась [42] структурная функция фазы для разносов оптических пучков $\rho \approx 3$ м., т.е. для таких разносов, когда $D_s(\rho) \approx 2\sigma_s^2$, где σ_s^2 — дисперсия флуктуации фазы в неограниченной плоской волне.

Для проведения сравнения [42] рассчитываем дисперсию флуктуаций фазы в приближении метода плавных возмущений с использованием кармановской модели спектра турбулентности (20) и модели (22). Как оказалось, значения внешнего масштаба L_0 для этих моделей оказались сопоставимыми. На рис. 11 приведена гистограмма измеренных значений L_0 , характеризующая частоту появления определенного значения внешнего масштаба для модели (20). Рис. 12 дает гистограмму распределения внешнего масштаба для модели (22). Из сравнения этих двух гистограмм видно, что для модели Гринвуда—Таразано характерны меньшие размеры внешнего масштаба, нежели в модели Кармана. Поскольку измерения масштабов L_0 , сведенные на рис. 10, 11, получены при изменяющихся метеоусловиях, была проведена попытка расклассифицировать данные измерений в зависимости от уровня термодинамической неустойчивости. По данным метеорологических измерений рассчитывалась следующая характеристика:

$$B = \frac{gh}{T} \frac{\Delta T}{\bar{v}^2}, \quad \Delta T = \bar{T}_2 - \bar{T}_{0,5} -$$

— прирост температур между уровнями 2 и 0,5 м над подстилающей поверхностью; \bar{T} , \bar{v} — средние абсолютная температура и скорость ветра на высоте h ; g — ускорение силы тяжести. Настоящая характеристика позволяет классифицировать (данные на рис. 11) с точки зрения термодинамической устойчивости. Оказалось, что значения L_0 выше среднего на рис. 11 реализуются при безразличной стратификации $B = 0$. Для неустойчивой $B < -0,01$ и устойчивой стратификации ($B > +0,003$) реализуются L_0 , которые меньше среднего значения, что вполне объяснимо. Так, сильная неустойчи-

вость, т.е. большие отрицательные значения параметра Б, соответствует большой степени дробления исходного потока, поэтому вероятность появления большого значения L_0 достаточно мала. При большой устойчивости (большие положительные значения Б) исходный поток слабо турбулизован, поэтому имеет дефицит неоднородностей всех масштабов, в том числе и порядка L_0 . Наконец, при Б около нуля (при безразличной стратификации) имеется большая вероятность появления больших масштабов.

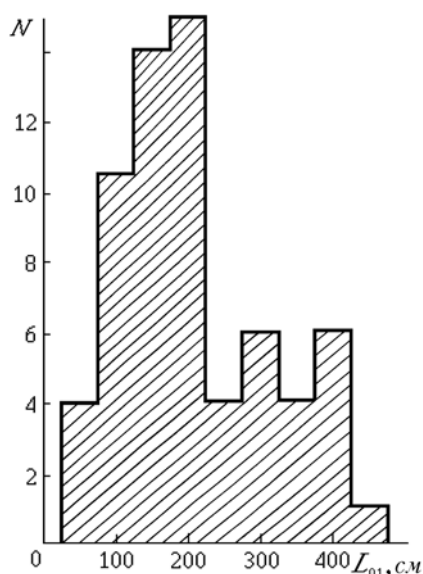


Рис. 11. Гистограмма измеренных значений внешнего масштаба для модели турбулентности (20)

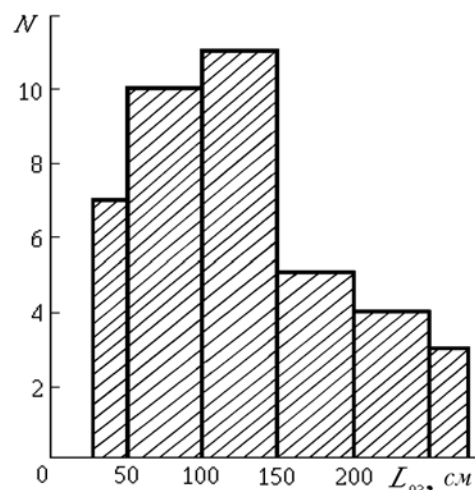


Рис. 12. Гистограмма измеренных значений внешнего масштаба для модели турбулентности (22)

В то же время, если провести классификацию измеренных значений L_0 на основе данных измерений величины средней скорости ветра, то оказывается, что меньшие значения скорости соответствуют большим значениям L_0 и наоборот. Это подтверждает заключение о том, что динамическая составляющая турбулентности характеризуется более мелкомасштабной структурой, нежели конвективная составляющая.

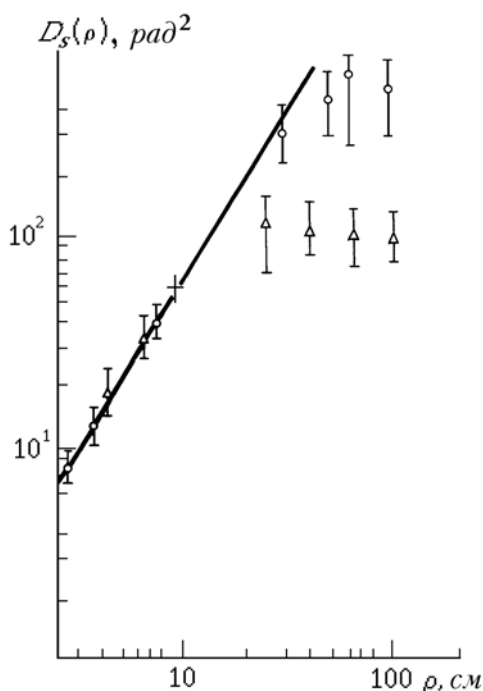


Рис. 13. Структурная функция фазы в замутненной атмосфере (кружки — измерения в «чистой» атмосфере, треугольники — измерения в замутненной атмосфере). Вертикальные отрезки показывают разброс экспериментальных данных

4.2. Измерение внешнего масштаба турбулентности в осадках

Все измерения, которые описаны в этой статье, выполнены в условиях «чистой» атмосферы. При этом, естественно, рассмотрены режимы и конвективной, и динамической турбулентности. Однако в реальных условиях «чистая» атмосфера реализуется далеко не всегда. В этой связи обращаем ваше внимание на обнаруженный [35] нами факт изменения величины внешнего масштаба при появлении в атмосфере осадков в виде «мороси».

Измерения структурной функции фазы $D_s(\rho)$ оптической волны, прошедшей через слой атмосферы, проводились [35] достаточно оперативно непосредственно перед началом осадков и во время их выпадения. На рис. 13 приведены результаты двух серий измерений $D_s(\rho)$ при одинаковых значениях C_n^2 . Это подтверждается тем, что на рис. 13 в области степенного роста $D_s(\rho)$ (прямая линия) данные практически совпадают. Однако в области насыщения хода $D_s(\rho)$ данные измерений значительно отличаются.

Оказывается, что в условиях «чистой» атмосферы развиваются большие масштабы турбулентности, нежели в условиях замутненной атмосферы. Возможно следующее объяснение этого факта: в момент начала осадков, пока не изменился режим турбулентности, направленное движение их в виде «мороси» разбивает крупные турбулентные структуры на более мелкие.

Заключение

Таким образом, многочисленные оптические измерения, выполненные в различных регионах СССР, показали, что в приземном слое атмосферы спектр турбулентности отклоняется от закона Колмогорова — Обухова в области масштабов, сравнимых по величине с высотой над подстилающей поверхностью. Выявлено, что применяемые в теории изотропные модели спектра турбулентности при описании фазовых характеристик имеют определенные ограничения.

Область низких частот турбулентных флуктуаций резко анизотропна. Обнаружено, что как абсолютная величина, так и составляющие размеры в двух взаимноортогональных направлениях внешнего масштаба оказываются зависящими от типа неустойчивости атмосферы. Кроме этого, наличие в атмосфере аэрозоля крупной фракции — дождь, туман — уменьшает эффективные размеры наиболее крупных масштабов турбулентности.

Автор вполне отдает себе отчет в том, что данные закономерности для низкочастотного участка спектра турбулентности применимы только в приземном слое атмосферы. В дальнейшем следует уделить внимание изучению высотной зависимости внешнего масштаба. По-видимому, тут наиболее полезными будут астрономические измерения дрожания изображений звезд. Подобные измерения уже проведены, необходимо только провести анализ. Однако этому будет посвящена следующая статья.

Заканчивая, я бы хотел поблагодарить моих коллег доктора физико-математических наук В.В. Покасова, сотрудников О.Н. Емалеева, С.Ф. Потанина, к.ф.-м.н. В.М. Сазанович, Н.С. Тиме за многолетнее сотрудничество, во время которого были выполнены все экспериментальные работы.

1. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. Наука, М., 1965 460 с.
2. Обухов А.М. //Известия АН СССР, Сер. геофизич. 1953. № 2. С. 155–165.
3. Гурвич А.С. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1963. Т. 4. № 2. С. 160–169.
4. Тиме Н.С. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1972. Т. 8. № 1. С. 90–92.
5. Емалеев О.Н. и др. Следящий цифровой фазометр оптического диапазона. Авторское свидетельство № 397852. Бюл. № 37 от 17.11.1973.
6. Bouricius G.M., Clifford S.F. //J. Opt. Soc. Am: 1970. V. 60. № 11. P. 1484–1486.
7. Лукин В.П., Покасов В.В. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 11. С. 1726–1729.
8. Калистратова М.А., Покасов В.В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. № 2. С. 723–731.
9. Гельфер Э.И., Кон А.И., Черемухин А.Н. //Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 2. С. 245–249.
10. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 464 с.
11. Кон А.И. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1972. Т. 15. № 5. С. 533–539.
12. Лукин В.П. и др. //Изв. вузов. Сер. Физика атмосферы и океана. 1976. Т. 12. № 5. С. 550–553.
13. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып. 1. М.: Мир, 1971. С. 286.
14. Зилитинкевич С.С. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1971. Т. 7. № 12. С. 1201-1209.
15. Лукин В.П., Покасов В.В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 11. С. 1726–1729.
16. Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич М.С. //УФН. 1970. Т. 102. № 3. С. 345–386.
17. Фрид Д.Л. //ТИИЭР. 1967. Т. 55. № 1. С. 19–26.
18. Емалеев О.Н., Лукин В.П. и др. //Изв. вузов. Физика. 1976. № 9. С. 100–105.
19. Лукин В.П., Покасов В.В. и др. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1977. Т. 13. № 1. С. 90–94.
20. Турчин В.Ф., Нозик В.З. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1969. Т. 5. № 1. С. 29–38.
21. Турчин В.Ф., Туровцева Л.С. //Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 36. № 2. С. 280–287.
22. Тиме Н.С., Туровцева Л.С. Об оценке спектра флуктуаций интенсивности света при восстановлении спектра пульсирующей температуры из оптических измерений. 1973. Дел. № 1227-75. (ИПМ/Препринт № 89).

23. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. С. 453.
24. Гурвич А.С., Тиме Н.С. и др. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1974. Т. 10. № 5. С. 484–492.
25. Зубковский С.Л., Копров Б.М. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5. № 4. С. 323–331
26. Kaimal J. C., Wyngaard J. C. //Quart. Roy. Meteor. Soc. 1972. V. 98. № 414. P. 563–589.
27. Кон А.И., Миронов В.Л., Носов В.В. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 10. С. 1501.
28. Тихонов Л.Н. //ДАН СССР. 1963. Т. 153. № 1. С. 9.
29. Тихонов Л.Н. //ДАН СССР. 1965. Т. 163. № 1. С. 6.
30. Strohbehn J. W. //Journ. Geoph. Res. 1970. V. 75. № 6.
31. Coulman C. E., Vernin J. et al. //Applied Optics. 1988. V. 27. № 1. P. 155–160.
32. Colavita M. M., Shao M., Staenin D. H. //Applied Optics. 1987. V. 26. № 12. P. 4106–4112.
33. Greenwood D. P., Tarazano D. O. A Proposed Form for the Atmosph. Microtemperature Spatial Spectrum in the Input Range.
34. Site Testing for the VLT. VLT Report № 60. Miinchen. ESO. 1990. 170 с.
35. Lukin V. P., Pokasov V. V. //Appl. Opt. 1981. V. 20. № 1. P. 121–135.
36. Кон А.И. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1970. Т. 13. № 1. С. 61–70.
37. Лукин В.П., Сазанович В.М., Слободян С.М. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 6. С. 721–729.
38. Губкин С.М., Емалеев О.Н., Лукин В.П. и др. //Астрономический журнал. 1983. Т. 60. № 4. С. 789–794.
39. Лукин В.П., Сазанович В.М., Слободян С.М. //Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере Новосибирск: Наука, 1979. С. 61–66.
40. Лукин В.П., Сазанович В.М. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1978. Т. 14. № 12. С. 996–1000.
41. Обухов А.М. //Изв. АН СССР. Сер. геофизич. 1960. № 9. С. 17–21.
42. Емалеев О.Н., Лукин В.П. и др. //V Всесоюзн. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск. 1979. Ч. II. С. 144–147.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
14 января 1992 г.

V. P. Lukin. Optical Measurements of the Outer Scale of Atmospheric Turbulence.

Based on the analysis of numerous measurement data the low frequency region of the atmospheric turbulence spectrum, which is close to the inertial interval, is investigated. Thus obtained spectra, are compared with those following from the isotopic models.

It has been revealed in this study that the outer scale of atmospheric turbulence depends not only on the height above the underlying surface but also on the type of atmospheric stratification.