

УДК 520.1; 535.31; 551.5; 551.55; 523.51

Атмосферная когерентная турбулентность

В.В. Носов¹, П.Г. Ковадло², В.П. Лукин¹, А.В. Торгаев^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Институт солнечно-земной физики СО РАН
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126, а/я 4026

Поступила в редакцию 20.01.2012 г.

Излагаются результаты по проблеме взаимодействия оптических волн и атмосферной когерентной турбулентности. Рассмотрены первые экспериментальные данные, подтверждающие эффект ослабления флуктуаций света в когерентной турбулентности.

Ключевые слова: когерентная турбулентность, распространение, флуктуации света; light fluctuations, propagation, coherent turbulence.

Введение

Экспериментальные данные измерений параметров турбулентности в различных географических районах и метеоситуациях обнаруживают существование в турбулентной атмосфере детерминированных образований — когерентных структур. А.С. Монин и А.М. Яглом [1] определяют когерентную структуру как неслучайную нелинейную устойчивую суперпозицию крупномасштабных компонент турбулентности. Однако процесс распада гидродинамической ячейки, как установлено в наших работах [2–4], продолжается до самых мелких вихрей, которые еще могут существовать в воздухе. Поэтому в [3, 4] понятие «когерентная структура» расширено.

Гидродинамической когерентной структурой называется компактное образование, включающее в себя долгоживущую пространственную структуру (возникающую в результате продолжительного действия термодинамических градиентов) и продукты ее дискретного когерентного каскадного распада. В расширенном понимании когерентная структура есть единенное солитонное решение уравнений гидродинамики и содержит как крупномасштабную, так и мелкомасштабную турбулентность. Частота когерентно распадающегося главного энергонесущего вихря является основным признаком когерентной структуры. Размеры когерентной структуры нечеткие. Течения, внешние по отношению к главному вихрю, могут переносить продукты ее распада на значительные расстояния, образуя длинный турбулентный след.

Турбулентность, появляющаяся из ламинарных течений, исторически считается зарождающейся. А сам процесс возникновения турбулентности из ламинарных течений обычно называется сценарием стохастизации. Как показано в [2–4], известные сценарии стохастизации описывают процесс образования энергонесущего вихря и его дальнейший когерентный каскадный распад, т.е. процесс возникновения одной когерентной структуры. При этом известные процессы перехода ламинарных течений в турбулентные (распад ячейки Бенара, обтекание жидкостью препятствий и др.) можно считать когерентными структурами или сложением (суммами) таких структур. В [2–4] установлено, что турбулентность в когерентной структуре оказывается практически детерминированной, а спектр пассивной примеси (температуры) в ячейке фрактален.

1. Когерентная турбулентность в атмосферном анизотропном пограничном слое

Известно, что в открытой атмосфере также часто наблюдаются протяженные области, в которых определяющее влияние имеет одна крупная когерентная структура. Турбулентность в таких областях называется когерентной. Некогерентная колмогоровская турбулентность обнаруживается, как правило, над участками с ровной подстилающей поверхностью. В [2–4] показано, что колмогоровскую турбулентность можно считать смесью различных когерентных структур с несоизмеримыми частотами главных вихрей. Поэтому когерентную структуру можно рассматривать как структурный элемент, из которых состоит турбулентность. В вязких средах когерентные

* Виктор Викторович Носов (nosov@iao.ru); Павел Гаврилович Ковадло; Владимир Петрович Лукин (lukin@iao.ru); Андрей Витальевич Торгаев.

структуры не распадаются, тогда их (как и обычные неединенные волны) можно считать разновидностями ламинарных течений.

Когерентная турбулентность отличается от некогерентной колмогоровской турбулентности более быстрым убыванием спектра W_T в инерционном интервале ($f^{-8/3}$ вместо $f^{-5/3}$) и меньшим вкладом высокочастотных компонент (рис. 1).

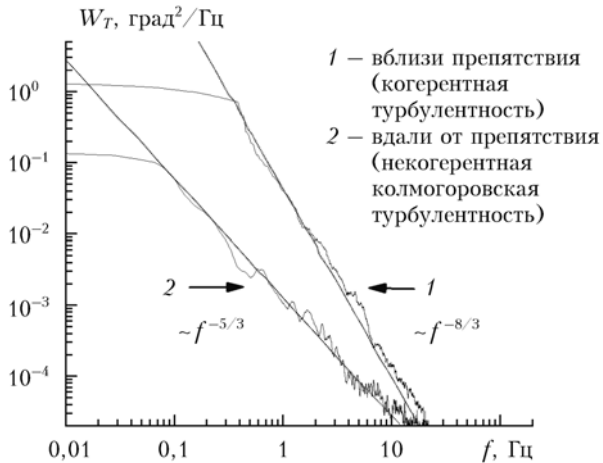


Рис. 1. Спектры флуктуаций температуры когерентной и некогерентной колмогоровской турбулентности

В [3, 4] установлено, что когерентная турбулентность есть основная причина значительных отклонений постоянных Колмогорова и Обухова от своих стандартных значений и, как следствие, больших погрешностей в измерениях характеристик турбулентности.

В воздушных потоках за препятствиями появляется градиент давления. При достаточно большой скорости набегающего потока (с соответствующим числом Рейнольдса) вихревые потоки, образующиеся вблизи задней стороны препятствия, должны быть обеднены мелкими вихрями (вследствие непрерывной генерации достаточно крупных порождающих ячеек и переноса более мелких продуктов их распада внешним течением), поэтому за препятствиями должны возникать когерентные структуры. Причем в центре крупного вихря, находящегося сразу за препятствием, инерционный интервал спектра турбулентности должен соответствовать когерентной структуре ($W_T \sim f^{-8/3}$).

Это предположение было подтверждено нами в серии специально поставленных экспериментов. Установлено (рис. 1), что с увеличением расстояния от препятствия вихри — продукты распада — смешиваются с окружающей атмосферой в турбулентном следе когерентной структуры, а турбулентность из когерентной постепенно переходит в колмогоровскую некогерентную. Этот наш новый экспериментальный результат подтверждает перенос внешним течением продуктов распада когерентной структуры, которые при этом образуют длинный турбулентный след [4, 5].

Для построения теоретической модели $\Phi_\varepsilon(\kappa)$ спектра когерентной турбулентности можно использовать кармановскую модель с соответствующим убыванием в инерционном интервале. Такая приближенная модель спектра $\Phi_\varepsilon(\kappa)$ была получена в [2–4]:

$$\Phi_T(\kappa) = A_0 C_T^2 (6,6 \kappa_{0e})^{2(\nu-3/2)} \kappa^{-2(\nu+3/2)} \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2) \times [1 - \exp(-\kappa^2/\kappa_{0e}^2)]^2, \quad (1)$$

$$A_0 = 0,033, \quad \kappa_{0e} = 2\pi/L_0, \quad \kappa_m = 5,92/l_0; \quad \nu = 5/6, 1/3,$$

где C_T^2 — структурная характеристика флуктуаций температуры; L_0 и l_0 — внешний (экспоненциальный) и внутренний масштабы турбулентности. Для некогерентной колмогоровской турбулентности $\nu = 1/3$, тогда в инерционном интервале $\Phi_T(\kappa) \sim \kappa^{-11/3}$. В когерентной турбулентности $\nu = 5/6$, что в большей части инерционного интервала дает $\Phi_T(\kappa) \sim \kappa^{-14/3}$. Дальнейшее, более быстрое, убывание спектра в вязком интервале описывается экспоненциальным множителем в (1). Максимальная погрешность аппроксимации реальных спектров выражением (1) в вязком интервале приходится на область очень больших частот.

Спектр (1) получен нами в [2–4] с учетом приближенной связи между внешними масштабами для $\nu = 5/6$ и $\nu = 1/3$ (по данным [2, 3] в среднем они отличаются коэффициентом 2,3) и связи при $\nu = 1/3$ между кармановским внешним масштабом L_0^K и экспоненциальным L_0 (обычно $L_0 = 0,54L_0^K$). Экспоненциальный спектр (1) отклоняется от кармановского [2, 3] только в энергетическом интервале, где $\kappa^2/\kappa_0^2 \ll 1$. Однако при $\nu = 1/3$ он дает практически такие же результаты, как и кармановский [6, 7]. В то же время он значительно упрощает расчеты.

Отметим, что максимальная погрешность аппроксимации реальных спектров выражением (1) в вязком интервале приходится на область очень больших частот. Поэтому в задачах распространения волн в турбулентной среде, в которых большую роль играет вязкий интервал, следует использовать модель, более подробную, чем (1). В задачах же, где основной вклад приходится на флуктуации фазы волны (смещения оптических пучков, дрожание изображений и др.), вязкий интервал не вносит существенного вклада, поэтому аппроксимация (1) применима.

2. Эффект ослабления флуктуаций света в когерентной турбулентности

Когерентная турбулентность обладает рядом интересных свойств. Так, например, при наличии в атмосфере крупных когерентных структур происходит ослабление как амплитудных, так и фазовых флуктуаций оптического излучения по сравнению с колмогоровской турбулентностью. Впервые теоретически этот эффект был обнаружен в нашей работе [8].

С использованием трехмерного спектра турбулентности (1) сравним амплитудно-фазовые характеристики оптического излучения в когерентной

и некогерентной турбулентности. Для этого получим выражения для дисперсий флуктуаций логарифма амплитуды $\sigma_\chi^2 = \langle \chi^2 \rangle$ [10], смещений энергетического центра оптического пучка $\sigma_c^2 = \langle \rho_c^2 \rangle$ [9] и смещений изображения оптического источника $\sigma_t^2 = \langle \rho_t^2 \rangle$ [8]. Энергетический центр пучка (изображения) обычно характеризуется вектором координат центра тяжести ρ_c (ρ_t) распределения интенсивности в плоскости x (в фокальной плоскости приемного телескопа).

Для простоты расчета амплитудные флуктуации оптической волны рассмотрим в приближении метода плавных возмущений (МПВ), условия применимости которого соответствуют слабым флуктуациям интенсивности. Для дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды σ_χ^2 плоской волны воспользуемся известным выражением [8], полученным в приближении МПВ. Для спектра (1) из [8] в случае однородной турбулентности (горизонтальные оптические трассы) имеем

$$\begin{aligned} \sigma_\chi^2 &= 1/2 D_\chi(\infty), \\ D_\chi(\infty) &= \frac{1}{2} \left[D_1(\rho) \Big|_{\rho \rightarrow \infty} + \text{Re} D_2(\rho) \Big|_{\rho \rightarrow \infty} \right], \\ D_1(\rho) &= 2x K_\chi \int_0^\infty d\kappa \kappa^{-(\mu-1)} e^{-\kappa^2/\kappa_m^2} [1 - J_0(\kappa\rho)], \\ K_\chi &= A_0 \pi^2 k^2 C_\varepsilon^2, \\ D_2(\rho) &= 2ikx K_\chi \int_0^\infty d\kappa \kappa^{-(\mu+1)} e^{-\kappa^2/\kappa_m^2} \times \\ &\times [1 - J_0(\kappa\rho)] \left[1 - e^{-ik^2 x/k} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где x — длина оптической трассы в турбулентной среде; C_ε^2 — структурная характеристика случайного поля диэлектрической проницаемости; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны; $\mu = 2\nu + 3$. После вычисления интегралов из (2) получаем при $\rho \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned} D_1(\rho) &= x K_\chi \Gamma(1 - \mu/2) \left\{ \kappa_m^{2-\mu} - \frac{2^{2-\mu}}{\Gamma(1 - \mu/2)} \rho^{\mu-2} \times \right. \\ &\times \left. \left[1 + \frac{4(1 - \mu/2)^2}{\rho^2} \kappa_m^{-2} + O(\rho^{-4} \kappa_m^{-4}) \right] \right\}, \\ D_2(\rho) &= ikx K_\chi \Gamma(1 - \mu/2) \left\{ \left[\kappa_m^{-\mu} - (\kappa_m^{-2} + ix/k)^{\mu/2} \right] - \right. \\ &- \frac{(\mu/2)^2 2^{-\mu+2}}{\Gamma(1 + \mu/2)} \rho^{\mu-2} (ix/k) + O(\rho^{\mu-4} \kappa_m^{-4}) \left. \right\}, \\ D_\chi(\rho) &= x K_\chi \left\{ \frac{\Gamma(1 - \mu/2)}{2} \kappa_m^{2-\mu} - \frac{\Gamma(1 - \mu/2)}{\Gamma(\mu/2)} \times \right. \\ &\times 2^{1-\mu} \rho^{\mu-2} \left(1 + \frac{4(1 - \mu/2)^2}{\rho^2} \kappa_m^{-2} + O(\rho^{-4} \kappa_m^{-4}) \right) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{\Gamma(-\mu/2)}{2} \text{Re} \frac{ik}{x} \left[\kappa_m^{-\mu} - (\kappa_m^{-2} + ix/k)^{\mu/2} \right] - \\ &- \text{Re} \frac{(\mu/2)^2}{\Gamma(1 + \mu/2)} 2^{-\mu+1} \Gamma(-\mu/2) \rho^{\mu-2} + O(\rho^{\mu-4}) \left. \right\}. \end{aligned}$$

Здесь члены с $\rho^{\mu-2}$ взаимно сокращаются, и окончательно получим

$$\begin{aligned} D_\chi(\rho) &= K_\chi \left\{ \frac{\Gamma(1 - \mu/2)}{2} \kappa_m^{2-\mu} + \frac{\Gamma(-\mu/2)}{2} \times \right. \\ &\times \text{Re} \frac{ik}{x} \left[\kappa_m^{-\mu} - (\kappa_m^{-2} + ix/k)^{\mu/2} \right] \left. \right\}. \end{aligned}$$

Для ближней зоны дифракции на внутреннем масштабе ($\kappa_m^{-2} \gg x/k$), соответствующей приближению геометрической оптики, отсюда получаем

$$\begin{aligned} D_\chi(\infty) &= -x K_\chi (1/12) \Gamma(2 - \mu/2) (\mu - 2) (x/k)^2 \kappa_m^{6-\mu}, \\ \mu = 11/3: D_\chi^{(11/3)}(\infty) &= (1/72) A_0 \pi^2 \Gamma(1/6) C_\varepsilon^2 x^3 \kappa_m^{7/3}, \\ \mu = 14/3: D_\chi^{(14/3)}(\infty) &= (1/12) A_0 6,6 \pi^2 \Gamma(2/3) C_\varepsilon^2 x^3 \kappa_m^{7/3} \kappa_0. \end{aligned}$$

В дальней (волновой) зоне дифракции ($\kappa_m^{-2} \ll x/k$), в которой учитываются дифракционные эффекты, имеем

$$\begin{aligned} D_\chi(\infty) &= -(1/2) \Gamma(-\mu/2) \times \\ &\times \text{Re} e^{i(\pi/2)(\mu/2+1)} K_\chi x (x/k)^{\mu/2-1} (6,6 \kappa_0)^{2(\mu-1/3)}, \\ &\text{если } \mu = 11/3: \\ D_\chi^{(11/3)}(\infty) &= (-1/4) A_0 \pi^2 \Gamma(-11/6) C_\varepsilon^2 \kappa_m^{7/6} x^{11/6}, \\ &\text{если } \mu = 14/3: \\ D_\chi^{(14/3)}(\infty) &= (-1/8) A_0 6,6 \pi^2 \Gamma(-7/3) C_\varepsilon^2 k^{2/3} x^{7/3} \kappa_0. \end{aligned}$$

При $\mu = 11/3$ после вычисления коэффициентов получаем известные выражения для дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды σ_χ^2 в некогерентной турбулентности

$$\begin{aligned} \sigma_\chi^2 \Big|_{nch} &= 0,0126 C_\varepsilon^2 x^3 \kappa_m^{7/3}, \\ (\lambda x)^{1/2} \ll l_0, \text{ ближняя зона,} \\ \sigma_\chi^2 \Big|_{nch} &= 0,077 C_\varepsilon^2 k^{7/6} x^{11/6}, \\ l_0 \ll (\lambda x)^{1/2}, \text{ дальняя зона.} \end{aligned} \quad (3)$$

При $\mu = 14/3$ получаем для когерентной турбулентности

$$\begin{aligned} \sigma_\chi^2 \Big|_{ch} &= 0,121 C_\varepsilon^2 x^3 \kappa_m^{4/3} \kappa_0, \\ (\lambda x)^{1/2} \ll l_0, \text{ ближняя зона,} \\ \sigma_\chi^2 \Big|_{ch} &= 2,204 C_\varepsilon^2 k^{2/3} x^{7/3} L_0^{-1}, \\ l_0 \ll (\lambda x)^{1/2}, \text{ дальняя зона.} \end{aligned} \quad (3a)$$

Отношение этих дисперсий дает

$$\sigma_{\chi|_{ch}}^2 / \sigma_{\chi|_{nch}}^2 = 10 \kappa_0 / \kappa_m \sim l_0 / L_0, \text{ ближняя зона, (4)}$$

$$\sigma_{\chi|_{ch}}^2 / \sigma_{\chi|_{nch}}^2 = 28,6 k^{-1/2} x^{1/2} L_0^{-1}, \text{ дальняя зона.}$$

Аналогичные отношения можно получить и для неоднородной турбулентности (наклонные оптические трассы).

Найдем теперь выражения для дисперсии смещений энергетического центра оптического пучка σ_c^2 в некогерентной и когерентной турбулентности. Согласно данным [9], величину σ_c^2 можно представить в виде

$$\sigma_c^2 = (\pi/2) \int_0^x d\xi (x - \xi)^2 \int d^2 \kappa \kappa^2 \Phi_\varepsilon(\kappa) \exp[-\kappa^2 a_3^2(\xi)/2],$$

где $a_3(x) = a[(1 - x/F)^2 + \Omega^{-2} + 8\sigma^{12/5}\Omega^{-1}]^{1/2}$ – эффективный радиус пучка на расстоянии x в турбулентной среде; a – начальный радиус пучка; F – радиус кривизны фазового фронта в центре излучающей апертуры; $\Omega = ka^2/x$ – число Френеля источника; величина σ определена соотношением (3) $\sigma^2 = \sigma_{\chi|_{nch}}^2$. В случае спектра (1) отсюда имеем на однородных трассах

$$\begin{aligned} \sigma_c^2 &= K_{\text{cm}} \int_0^x d\xi (\xi - x)^2 \int_0^\infty d^2 \kappa \kappa^{3-\mu} \left\{ \exp[-\kappa^2 (a_3^2(\xi)/2 + \kappa_m^{-2})] - \right. \\ &- \left. \exp[-\kappa^2 (a_3^2(\xi)/2 + \kappa_*^{-2})] \right\} = K_{\text{cm}} (a^2/2)^{\mu/2-2} \int_0^x d\xi (x - \xi)^2 \times \\ &\times \left\{ [q(\xi) + a^{-2}\kappa_m^{-2}]^{\mu/2-2} - [q(\xi) + a^{-2}\kappa_*^{-2}]^{\mu/2-2} \right\}, \end{aligned}$$

$$K_{\text{cm}} = (\pi^2/2)\Gamma(2 - \mu/2)A_0C_\varepsilon^2Z_\mu.$$

Здесь $Z_\mu = 1$ для некогерентной ($\mu = 11/3$) и $Z_\mu = 6,6\kappa_0$ для когерентной колмогоровской турбулентности ($\mu = 14/3$);

$$\kappa_*^2 = \kappa_m^2 + \kappa_0^2;$$

$$q(\xi x) = a_3^2(\xi x)/a^2 = (1 - \xi x/F)^2 + \Omega^{-2}\xi^2 + 8\sigma^{12/5}\Omega^{-1}\xi^{16/5}.$$

Рассмотрим далее для простоты случай слабого турбулентного уширения пучка в ближней зоне дифракции на передающей апертуре (слаборасходящийся пучок, $a_3(x) \geq a$). Обычно можно полагать, что эффективный радиус пучка значительно меньше, чем внешний масштаб турбулентности L_0 . Тогда для некогерентной колмогоровской турбулентности

$$\sigma_c^2|_{nch} = 0,34C_\varepsilon^2x^3a^{-1/3}, \text{ если } \mu = 11/3, \quad (5)$$

а для когерентной турбулентности

$$\sigma_c^2|_{ch} = 2,69C_\varepsilon^2x^3L_0^{-1/3}, \text{ если } \mu = 14/3. \quad (5a)$$

Как видно, в случае когерентной турбулентности дисперсия σ_c^2 не зависит от начального радиуса пуч-

ка a , вместо него появляется внешний масштаб L_0 . Отношение дисперсий (5) и (5a) дает

$$\sigma_c^2|_{ch} / \sigma_c^2|_{nch} = 7,91(a/L_0)^{1/3}. \quad (6)$$

Получим выражения для дисперсии случайных смещений изображения оптического источника σ_t^2 в некогерентной и когерентной турбулентности. Согласно [8, 10] для величины σ_t^2 имеем

$$\begin{aligned} \sigma_t^2 &= (\pi^2 F_t^2 / 2) \int_0^x d\xi l^2(\xi, x) \times \\ &\times \int d^2 \kappa \kappa^2 \Phi_\varepsilon(\kappa) \exp\left[-\frac{\kappa^2 l^2(\xi, x) a_t^2}{2\varphi(x)}\right], \quad (7) \end{aligned}$$

$$l(\xi, x) =$$

$$= \exp\left\{-\int_{\xi/x}^1 dt \frac{(-xt/F)(1 - xt/F) + \Omega^{-2}t^2 + 12\sigma^{12/5}\Omega^{-1}t^{15/5}}{t[(1 - xt/F)^2 + \Omega^{-2}t^2 + 8\sigma^{12/5}\Omega^{-1}t^{15/5}]}\right\},$$

где $\varphi(x) = 1 + a_t^2/a_3^2(x)$; a_t и F_t – радиус и фокусное расстояние приемного телескопа. Используя в (7) спектр (1), находим

$$\begin{aligned} \sigma_t^2 &= K_{\text{tm}} \int_0^x d\xi l^2(\xi, x) \int_0^\infty d^2 \kappa \kappa^{3-\mu} \times \\ &\times \left\{ \exp[-\kappa^2 (l^2(\xi, x) a_t^2 / 2\varphi(x) + \kappa_m^{-2})] - \right. \\ &- \left. \exp[-\kappa^2 (l^2(\xi, x) a_t^2 / 2\varphi(x) + \kappa_*^{-2})] \right\} = \\ &= K_{\text{tm}} (a_t^2/2)^{\mu/2-2} \int_0^x d\xi l^2(\xi, x) \times \\ &\times \left\{ [l^2(\xi, x)/2\varphi(x) + a_t^{-2}\kappa_m^{-2}]^{\mu/2-2} - \right. \\ &- \left. [l^2(\xi, x)/2\varphi(x) + a_t^{-2}\kappa_*^{-2}]^{\mu/2-2} \right\}, \end{aligned}$$

где

$$K_{\text{tm}} = (\pi^2/2)\Gamma(2 - \mu/2)A_0C_\varepsilon^2F_t^2Z_\mu.$$

Рассмотрим далее для простоты случай приема телескопом плоской волны, прошедшей слой турбулентной среды. Обычно радиус приемника a_t значительно меньше, чем внешний масштаб турбулентности L_0 . Тогда для некогерентной колмогоровской турбулентности

$$\sigma_t^2|_{nch} = 1,02C_\varepsilon^2F_t^2x a_t^{-1/3}, \text{ если } \mu = 11/3, \quad (8)$$

а для когерентной турбулентности

$$\sigma_t^2|_{ch} = 8,07C_\varepsilon^2F_t^2xL_0^{-1/3}, \text{ если } \mu = 14/3. \quad (8a)$$

Как видно, для когерентной турбулентности дисперсия σ_t^2 не зависит от радиуса приемника a_t , вместо него появляется зависимость от внешнего масштаба L_0 .

Отношение дисперсий (8) и (8а) дает

$$\sigma_t^2|_{ch}/\sigma_{tc}^2|_{nch} = 7,91(a_t/L_0)^{1/3}. \quad (9)$$

Рассмотрим далее величины b_χ , b_c , b_t , являющиеся отношением вычисленных дисперсий для когерентной и некогерентной турбулентности:

$$b_\chi = \sigma_\chi^2|_{ch}/\sigma_\chi^2|_{nch}, \quad b_c = \sigma_c^2|_{ch}/\sigma_c^2|_{nch}, \quad b_t = \sigma_t^2|_{ch}/\sigma_t^2|_{nch}.$$

Как следует из соотношений (3), (3а), (5), (5а), (8), (8а), в когерентной турбулентности дисперсии σ_c^2 , σ_t^2 , σ_χ^2 получаются (с точностью до постоянных множителей) из известных выражений для них, полученных для некогерентной колмогоровской турбулентности соответственно заменами

$$a_s(x) \rightarrow L_0; \quad a_t(x) \rightarrow L_0; \quad l_0 \rightarrow l_0^{4/7} L_0^{3/7}$$

при $l_0 \gg R_F$ и

$$x \rightarrow x(R_F/L_0)^{6/11}$$

при $l_0 \ll R_F$, где $R_F = (\lambda x)^{1/2}$ — радиус первой зоны Френеля.

Предположим, с целью их корректного сравнения, что когерентная и некогерентная турбулентности имеют одинаковые внешние экспоненциальные масштабы L_0 , внутренние масштабы l_0 и интенсивности турбулентности C_7^2 . Тогда, как следует из соотношений (4), (6), (9):

$$b_\chi \approx l_0/L_0 \quad \text{при } l_0 \gg R_F, \quad b_\chi \approx R_F/L_0 \quad \text{при } l_0 \ll R_F,$$

$$b_c \approx (a_s(x)/L_0)^{1/3};$$

$$b_t \approx (a_t/L_0)^{1/3}.$$

Так как обычно $(a_s(x), a_t, l_0, R_F) \ll L_0$, то отсюда видно, что для типичных оптических трасс и типичных значений параметров источников и приемников эти отношения малы: $b_\chi, b_c, b_t \ll 1$. Это означает, что по сравнению с некогерентной колмогоровской турбулентностью в когерентной турбулентности происходит значительное ослабление как амплитудных, так и фазовых (рефракционных) флуктуаций оптического излучения.

Представляет интерес экспериментальная проверка эффекта ослабления флуктуаций света в атмосферной когерентной турбулентности. С этой целью были предприняты многолетние экспериментальные наблюдения в высокогорной Саянской солнечной обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН (пос. Монды, Бурятия) в 2010–2011 гг. Полученные нами ранее за многолетний период наблюдений метеорологические данные показывают [2–4], что над территорией Саянской солнечной обсерватории часто наблюдаются крупные когерентные структуры. Поэтому именно здесь эффект ослабления флуктуаций света может быть зарегистрирован с большой вероятностью.

Измерения проводились на автоматизированном горизонтальном солнечном телескопе (АСТ). Изме-

рялась дисперсия дрожания изображения края солнечного диска σ_t^2 в зависимости от диаметра приемного зеркала. Источником в эксперименте служил край солнечного диска. В качестве фотоприемника использовался известный датчик Брандта, являющийся фотоэлектрическим регистратором дрожания. Датчик Брандта прошел успешную апробацию в течение нескольких десятков лет и ранее применялся в аналогичных исследованиях рядом отечественных и зарубежных исследователей. Параллельно с оптическими измерениями с помощью ультразвуковой метеосистемы производился непрерывный контроль метеоситуации с определением типа турбулентности (когерентная или некогерентная колмогоровская турбулентность) вблизи приемного телескопа АСТ.

Для внеатмосферного оптического источника (на наклонных трассах) турбулентность является неоднородной вдоль атмосферной трассы, поэтому в теоретических соотношениях (7), (8), (8а), (9) необходимо учитывать высотные профили параметров турбулентности C_ε^2, L_0 .

В случае некогерентной колмогоровской турбулентности дисперсия угловых смещений изображения σ_α^2 ($\sigma_\alpha^2 = \sigma_t^2/F_t^2$) на наклонных трассах выражается через интегральное значение I_{nch} структурной характеристики показателя преломления C_n^2 (интегральную интенсивность турбулентности) известным образом [5, 8, 10]:

$$\sigma_\alpha^2 = 4,51a_t^{-1/3} \sec\theta I_{nch}, \quad I_{nch} = \int_{h_0}^{\infty} dh C_n^2(h),$$

$$\text{причем } C_\varepsilon^2 = 4C_n^2, \quad (10)$$

где θ — зенитный угол наблюдаемого объекта (отсчитываемый в месте расположения приемника от направления в зенит); $C_n^2(h)$ — структурная характеристика показателя преломления воздуха, зависящая от высоты h над подстилающей поверхностью (высотный профиль C_n^2).

В случае когерентной турбулентности из (7) для наклонных трасс можно получить следующее приближенное выражение:

$$\sigma_\alpha^2 = 8,06L_0^{-1/3} \sec\theta I_{ch}, \quad I_{ch} = \int_{h_0}^{\infty} dh C_n^2(h), \quad (11)$$

где $L_0 = L_0(h_0)$ — внешний (экспоненциальный) масштаб турбулентности на высоте центра приемного зеркала над подстилающей поверхностью h_0 . Величина I_{ch} в (11) является интегральной интенсивностью когерентной турбулентности на оптических трассах заданного наклона. Из формулы (11) видно, что на наклонных трассах дисперсия дрожания σ_α^2 в когерентной турбулентности не зависит от радиуса приемника a_t . Вместо радиуса приемника a_t в (11) появляется приземное значение внешнего масштаба турбулентности L_0 .

Результаты оптических и параллельных метеорологических измерений показали, что когда в атмосфере присутствуют крупные когерентные структуры

(спектр флуктуаций температуры $W_T \sim f^{-8/3}$, когерентная турбулентность [2–4]), то наши данные совпадают с когерентной теорией ($\sigma_\alpha \sim \text{const}$, точка 2 на рис. 2). В случае отсутствия в атмосфере крупных структур (некогерентная турбулентность, $W_T \sim f^{-5/3}$) наши результаты совпадают с традиционной некогерентной теорией (наклонная линия и точки 1, 3–5 на рис. 2).

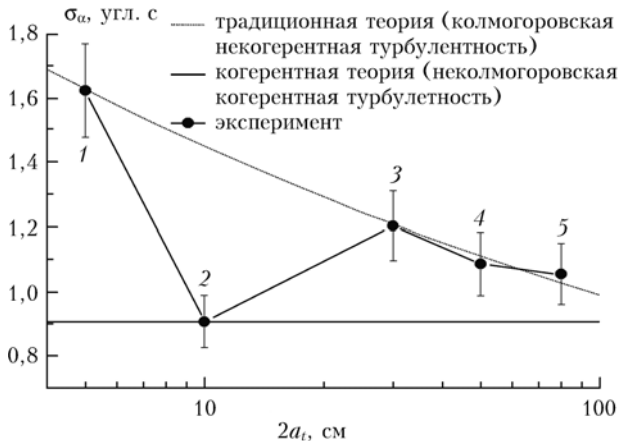


Рис. 2. Среднеквадратическое отклонение σ_α дрожания астрономического изображения края солнечного диска в зависимости от диаметра входной апертуры телескопа $2a_t$. Саянская солнечная обсерватория. Летние измерения 2010 г. Для экспериментальной точки $2a_t = 10$ см — $W_T \sim f^{-8/3}$, для других точек — $W_T \sim f^{-5/3}$

Как видно из рис. 2, стандартное отклонение дрожания изображения края солнечного диска [11] в когерентной турбулентности значительно меньше, чем в некогерентной колмогоровской турбулентности.

Таким образом, оптический эксперимент подтверждает эффект ослабления фазовых (рефракционных) флуктуаций света в когерентной турбулентности.

Заключение

1. Исследованы процессы возникновения когерентных структур в воздухе. Установлено, что распад главного энергонесущего вихря когерентной структуры осуществляется по сценарию Фейгенбаума. Показано, что возникающая в результате турбулентность является когерентной и детерминированной. Обнаружена фрактальность (локальное самоподобие) спектра турбулентности.

2. Применяемые нами методы спектрального анализа случайных функций позволили расширить известное определение когерентной структуры, с включением в ее состав мелкомасштабных неоднородностей среды. В расширенном понимании когерентная структура есть единственное солитонное решение уравнений гидродинамики.

3. Показано, что реальная атмосферная турбулентность есть (некогерентная) смесь различных когерентных структур с несоизмеримыми частотами главных энергонесущих вихрей. Поэтому когерент-

ную структуру можно рассматривать как структурный элемент, из таких элементов состоит турбулентность.

4. В открытой атмосфере часто наблюдаются протяженные области, в которых определяющее влияние имеет одна крупная когерентная структура. Турбулентность в таких областях мы называем когерентной. В когерентной турбулентности наблюдается эффект ослабления флуктуаций света.

Полученные результаты можно рассматривать как новый взгляд на проблему турбулентности. Наши данные показывают, что турбулентность, в том числе и когерентную атмосферную турбулентность, следует рассматривать как результат действия самоорганизующихся нелинейных процессов в сплошных средах.

Самоорганизующиеся процессы, как известно, обнаруживаются в различных областях естествознания. Поэтому наблюдение когерентных структур в других нелинейных системах представляет несомненный интерес.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 11-02-90401-Укр_ф_а и Государственного контракта № 16.740.11.0392 «Развитие фундаментальных основ и элементной базы для современного оптико-электронного приборостроения, основанного на принципах адаптивной оптики» Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг.

1. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т. 1. М.: Наука, 1967. 696 с.; Т. 2. СПб.: Гидрометеоздат, 1996. 742 с.
2. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Астроклимат специализированных помещений Большого солнечного вакуумного телескопа. Ч. 1, Ч. 2 // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 11. С. 1013–1021; 2008. Т. 21, № 3. С. 207–217.
3. Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. Coherent structures in the turbulent atmosphere // Mathematical Models of Non-linear Phenomena, Processes and Systems: From Molecular Scale to Planetary Atmosphere. By ed. Nadykto A., Uvarova L. et al. N.Y.: Nova Science Publishers, 2010. Ch. 20. P. 120–152.
4. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные структуры в турбулентной атмосфере. Эксперимент и теория // Солнечно-земная физика. 2009. Вып. 10. С. 134–143.
5. Носов В.В., Малеев О.Н., Лукин В.П., Носов Е.В. Полуэмпирические гипотезы теории турбулентности в анизотропном пограничном слое // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18, № 10. С. 845–862.
6. Лукин В.П. О сопоставлении моделей спектра атмосферной турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6, № 9. С. 628–631.
7. Lukin V.P. Comparison of the spectral model of atmospheric turbulence // Proc. SPIE. 1994. V. 2222. P. 527–535.
8. Миронов В.Л., Носов В.В., Чен Б.Н. Дрожание оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофиз. 1980. Т. 23, № 4. С. 461–470.

9. *Кон А.И., Миронов В.Л., Носов В.В.* Флуктуации центров тяжести световых пучков в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофиз. 1974. Т. 17, № 10. С. 1501–1511.
10. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
11. *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Рекомендации по выбору мест размещения наземных астрономических телескопов // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 23, № 12. С. 1099–1110.

V.V. Nosov, P.G. Kovadlo, V.P. Lukin, A.V. Torgaev. Atmospheric coherent turbulence.

In present work are briefly stated results on problem of interaction of optical waves and atmospheric coherent turbulence. There are considered first experimental data, confirming the effect of decreasing fluctuations of light propagated through the coherent turbulence.