

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.12.20>

УДК: 621.396

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

В.В. Ахияров¹, Е.А. Ищенко²

¹АО «Научно-производственное объединение дальней радиолокации»
127083, Москва, ул. 8 Марта, д. 10, стр. 5

²Воронежский государственный технический университет
394006, г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, д. 84

Статья поступила в редакцию 1 ноября 2024 г.

Аннотация. В данной работе для стандартной модели атмосферы получены оценки основных параметров турбулентности в приземном слое высотой до 25 м и во всей толще тропосферы до высоты ~10 км. С использованием данной модели установлено, что вблизи земли квадраты структурных характеристик показателя преломления C_n^2 в радио- и оптическом диапазоне различаются примерно в пятьдесят раз, при этом значения C_n^2 остаются примерно постоянными до высоты несколько сотен метров. Выполнена оценка дисперсии флуктуаций показателя преломления σ_n^2 и показано, что ее использование позволяет примерно на порядок увеличить дальность прогноза напряженности поля вблизи земли по сравнению со случаем отсутствия флуктуаций.

Ключевые слова: стандартная модель атмосферы, рекомендации Международного Союза Электросвязи, структурная характеристика показателя преломления, дисперсия флуктуаций показателя преломления, дальнее тропосферное распространение радиоволн, метод параболического уравнения.

Финансирование: Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания «молодежная лаборатория» № FZGM-2024-0003.

Автор для переписки: Ахияров Владимир Влерович, vakhiyarov@gmail.com

Введение

Известно, что при достижении критического числа Рейнольдса атмосферный поток становится турбулентным, при этом возникают случайные флуктуации скорости потока, которые приводят к флуктуациям атмосферных параметров: температуры, давления и концентрации водяного пара. Согласно модели Колмогорова, в инерционном интервале случайные поля скорости потока и атмосферных параметров являются локально однородными и изотропными. Статистическая однородность и изотропность случайного поля означает, что его среднее значение является постоянным, а корреляция между двумя точками не зависят от направления вектора, соединяющего эти точки.

Флуктуации температуры, давления и концентрации водяного пара приводят к флуктуациям показателя преломления, при этом все структурные функции для скорости ветра, атмосферных параметров и показателя преломления подчиняются закону « $2/3$ ». В радиодиапазоне турбулентность атмосферы приводит к дальнему тропосферному распространению (ДТР) ультракоротких волн (УКВ), в оптическом диапазоне она является источником флуктуаций волнового фронта, т.е. влияет на разрешающую способность оптических систем. Поэтому для оценки условий распространения волн в атмосфере необходимы априорные сведения об основных параметрах турбулентности. Такими параметрами являются квадрат структурной характеристики показателя преломления C_n^2 , дисперсия флуктуаций σ_n^2 , а также внутренний l_0 и внешний L_0 масштабы турбулентности, ограничивающие инерционный интервал.

В рекомендациях Международного Союза Электросвязи (МСЭ) представлены как эталонная модель стандартной атмосферы [1], так и дистанционные

зависимости напряженности поля УКВ-диапазона для прогноза ДТР далеко за пределами радиогоризонта [2]. Поскольку рекомендованные МСЭ кривые [2] были получены путем усреднения результатов многочисленных измерений на различных трассах, можно считать, что они справедливы для некоторой «усредненной турбулентности» с вполне конкретными параметрами. Целью данной работы является оценка этих параметров для стандартной модели атмосферы и прогноз ДТР методом параболического уравнения (ПУ) с учетом полученных оценок.

1. Атмосферная турбулентность в приземном слое атмосферы.

Наиболее хорошо турбулентность изучена в приземном слое атмосферы высотой до нескольких десятков метров, т.к. в этом случае возможно непосредственное измерение флуктуаций метеопараметров в течение длительных интервалов времени. Поскольку флуктуации температуры, давления и концентрации водяного пара обусловлены флуктуациями скорости воздушного потока, для дальнейших расчетов нам потребуется модель горизонтальной скорости ветра в приземном слое [3,4]:

$$u(h) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{h}{h_0}\right), \quad (1)$$

где $\kappa = 0,4$ – постоянная Кармана, h_0 – шероховатость, пропорциональная среднему размеру неровностей земной поверхности [4,5], u_* – «скорость трения», которую можно определить с использованием соотношения [6]: $u_*^2/g h_0 = 64$, где g – ускорение свободного падения.

Область применимости модели (1) можно увеличить до высоты ~ 150 м с использованием D-H модели (Deaves and Harris model) [7]:

$$u(h) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{h}{h_0}\right) + 5,75\left(\frac{h}{H}\right) - 1,88\left(\frac{h}{H}\right)^2 - 1,33\left(\frac{h}{H}\right)^3 + 0,25\left(\frac{h}{H}\right)^4 \right], \quad (2)$$

где $H = \frac{u_*}{6F}$, $F = 2\Omega \sin \varphi$ – параметр Кориолиса, $\Omega = 7,2921 \cdot 10^{-5}$ рад/с – круговая частота вращения Земли, φ – географическая широта (на экваторе модели (1) и (2) становятся эквивалентными). Сравнение расчетов по (1) и (2) показывает, что в приземном слое высотой ~ 25 м влиянием F можно пренебречь.

Основным параметром для оценки турбулентности атмосферы является квадрат структурной характеристики показателя преломления, который вблизи земли определяется следующим образом [8]:

$$C_n^2 = b \frac{K_H}{\varepsilon^{1/3}} \left(\frac{\partial n}{\partial h} \right)^2, \quad (3)$$

где $\partial n / \partial h$ – производная показателя преломления по высоте, $b = 0,4 \dots 0,8$ – постоянная Обухова-Корсина [9], K_H – коэффициент турбулентной вязкости (турбулентного обмена), который в приземном слое атмосферы линейно возрастает с высотой, ε – скорость диссипации энергии турбулентности [3]:

$$K_H = \kappa u_* h, \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa h}. \quad (5)$$

Для устойчивой и неустойчивой стратификации атмосферы существует уточнение (5) с учетом параметра h/L_{M-O} , где L_{M-O} – масштаб Монина-Обухова, который позволяет оценить стабильность приземного слоя атмосферы [10]. При большом положительном значении L_{M-O} атмосферу можно считать нейтральной, именно этому случаю соответствует (5).

На рис. 1 представлены результаты расчетов скорости диссипации турбулентной энергии, полученные по (5). Видно, что с увеличением u_* скорость диссипации увеличивается, при этом быстрее всего ε изменяется в области малых значений h . Сопоставление расчетов с экспериментальными данными [11] показывает, что при изменении скорости ветра от 2 до 10 м/с наблюдается

примерное соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами.

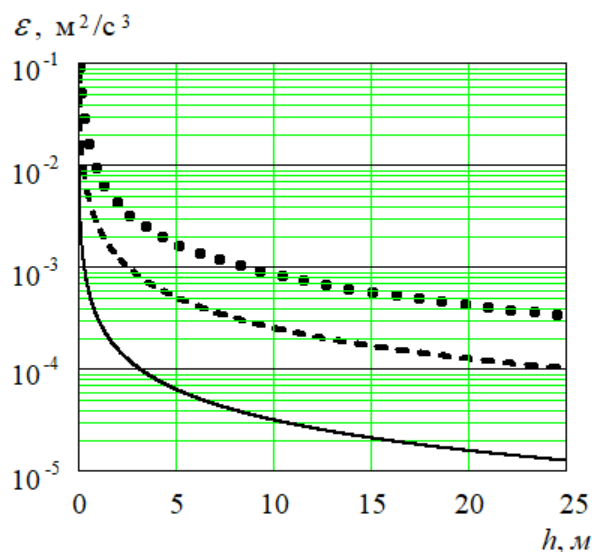


Рис. 1. Скорость диссипации энергии турбулентности.
 Сплошная линия – $u_* = 0,05 \text{ м/с}$, штриховая – $u_* = 0,1 \text{ м/с}$,
 пунктир – $u_* = 0,15 \text{ м/с}$.

Важными параметрами турбулентности являются ее внутренний l_0 и внешний L_0 масштабы, которые ограничивают инерционный интервал [3]:

$$l_0 = 4 \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\varepsilon}}, \quad (6)$$

$$L_0 = \sqrt{\frac{K_H}{|du/dh|}}, \quad (7)$$

где ν – кинематическая вязкость воздуха.

Подстановка $|du/dh|$ по модели (1) и (4) в (7) дает очень простой результат:

$$L_0 = \kappa h, \quad (8)$$

т.е. для логарифмического профиля скорости ветра (1) внешний масштаб турбулентности не зависит от u_* и h_0 . Также отметим, что в соответствии с (8),

при $h \rightarrow 0$ получим $L_0 \rightarrow 0$. Поэтому будем считать, что при $h < 1$ м внешний масштаб определяется постоянной Кармана [12]:

$$L_0 = \begin{cases} 0,4, & h \leq 1 \text{ м} \\ 0,4h, & 1 \text{ м} < h \leq 25 \text{ м}. \end{cases} \quad (9)$$

Высотный профиль показателя преломления определяется в соответствии с рекомендацией МСЭ [13]:

$$n = 1 + N \cdot 10^{-6}, \quad (10)$$

где:

$$N = 77,6 \frac{p}{T} - 5,6 \frac{e}{T} + 3,75 \cdot 10^5 \frac{e}{T^2}. \quad (11)$$

В (11) использованы обозначения: T – абсолютная температура ($^{\circ}\text{K}$), p и e – атмосферное давление и давление водяного пара (мбар). Высотные зависимости температуры, атмосферного давления и давления водяного пара для стандартной модели атмосферы определяются по рекомендации МСЭ [1]:

$$T(h') = 288,15 - 6,5h', \quad (12)$$

$$p(h') = 1013,25 \left[\frac{288,15}{288,15 - 6,5h'} \right]^{-34,1632/6,5}, \quad (13)$$

$$e(h') = \frac{\rho(h')T(h')}{216,7}, \quad (14)$$

где h' (км) – геопотенциальная высота, $\rho(h')$ – плотность водяного пара ($\text{г}/\text{м}^3$):

$$\rho(h') = \rho_0 e^{-h'/h_0}. \quad (15)$$

В (15) использованы обозначения: $\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$ – плотность водяного пара на уровне земли, $h_0 = 2 \text{ км}$ – приведенная высота. Геопотенциальная высота связана с высотой h (км) над земной поверхностью следующим образом:

$$h' = \frac{6356,766h}{6356,766 + h}. \quad (16)$$

Видно, что отличие h' от h является незначительным во всей толще тропосферы, поэтому во всех дальнейших расчетах будем полагать $h' = h$.

Подстановка (4), (5) и производной $\partial n/\partial h$ в (3) позволяет определить C_n^2 в приземном слое тропосферы. С другой стороны, можно установить связь между C_n^2 , метеорологическими параметрами и внешним масштабом турбулентности [3]:

$$C_n^2 = a^2 \alpha M^2 L_0^{4/3}, \quad (17)$$

где $\alpha^2 \approx 2,8$ – константа, $\alpha = K_T/K_H = 1,35$ – отношение коэффициентов турбулентного потока тепла и турбулентной вязкости [14], M – вертикальный градиент индекса рефракции [3,15]:

$$M = -\frac{77,6 \cdot 10^{-6} p}{T} \frac{d \ln \theta}{dh} \left(1 + \frac{15500q}{T} - \frac{15500}{2T} \frac{dq/dh}{d \ln \theta/dh} \right). \quad (18)$$

В (18) использованы обозначения: θ – потенциальная температура ($^{\circ}\text{K}$):

$$\theta = T \cdot (p_0/p)^{0,286}, \quad (19)$$

где $p_0 = 1013 \text{ мбар}$ – атмосферное давление на уровне земли, q – концентрация водяного пара:

$$q = \frac{e}{1,61p}. \quad (20)$$

Приравнивая правые части (3) и (17), для внешнего масштаба турбулентности получим:

$$L_0 = \left[\frac{b}{a^2 \alpha} \frac{K_H}{\varepsilon^{1/3}} \frac{(\partial n / \partial h)^2}{M^2} \right]^{3/4}. \quad (21)$$

На рис. 2 представлены результаты расчетов L_0 по (21) при $b = 0,4$ и $b = 0,8$, а также по модели (9). Видно, что при $h > 1$ м и постоянной Обухова-Корсина $b = 0,8$ наблюдается совпадение полученных результатов с графической точностью.

Определим эффективный внешний масштаб [12]:

$$L_0^* = \left[\frac{\int_{h_1}^{h_2} L_0^{5/3}(h) C_n^2(h) dh}{\int_{h_1}^{h_2} C_n^2(h) dh} \right]^{3/5}, \quad (22)$$

где $h_1 = 0$ м и $h_2 = 25$ м – диапазон изменения высоты в приземном слое.

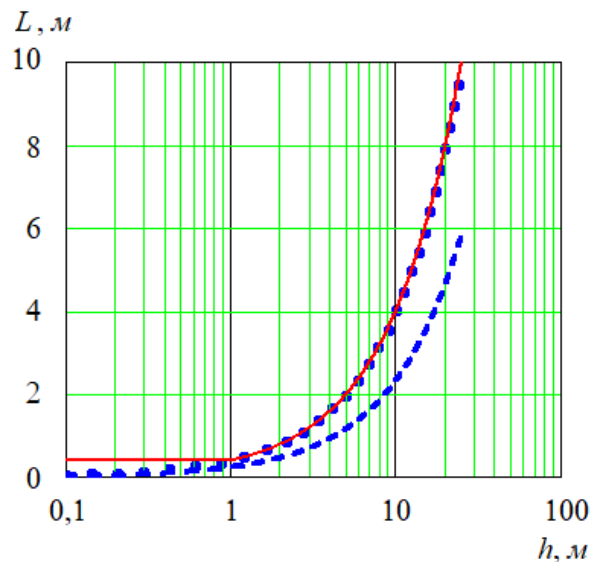


Рис. 2. Внешний масштаб турбулентности.
Сплошная линия – расчеты по (9),
штриховая линия и пунктир – по (21) при $b = 0,4$ и $b = 0,8$.

Расчеты по (22) для модели (21) при $b = 0,8$ дают значение $L_0^* = 7,1 \text{ м}$, после подстановки которого в (17) получим $C_n^2 = 1,9 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$.

Величина C_n^2 может изменяться на четыре порядка от $C_n^2 \sim 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ (очень сильная турбулентность) до $C_n^2 \sim 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ (слабая турбулентность). Именно такой результат для радиодиапазона был получен в ходе длительных измерений, проводившихся в течение года [16], при этом 50% квантиль (медиана) распределения оказался примерно равен $10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$.

2. Модельные представления квадрата структурной характеристики C_n^2 , внешнего масштаба турбулентности L_0 и дисперсии флуктуаций σ_n^2 в тропосфере до высот ~10 км

На ранних этапах исследований квадрат структурной характеристики показателя преломления в оптическом диапазоне определялся с использованием простейших выражений [17] и моделей [12] для наилучшего:

$$C_n^2(h[\text{км}]) = 5,19 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,86h} + 10^{-18,34+0,29h-0,0284h^2+0,000743h^3}, \quad (23.a)$$

и наихудшего случая:

$$C_n^2(h[\text{км}]) = 9,5 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-2,09h} + 10^{-14,39+0,17h-0,0348h^2+0,000959h^3}. \quad (23.б)$$

Отметим, что в радиодиапазоне значения C_n^2 должны быть больше, поскольку в оптическом диапазоне концентрация водяного пара в атмосфере практически не влияет на структурную характеристику показателя преломления. В рекомендации МСЭ [18] представлена HV (Hufnagel-Valley) модель для терагерцового диапазона:

$$C_n^2(h[\text{км}]) = 3,6 \cdot 10^{-3} \left(\frac{h}{100} \right)^{10} e^{-h} + 2,7 \cdot 10^{-16} e^{-\frac{h}{1,5}} + C_n^2(h_0) e^{-10h}, \quad h > h_0, \quad (24)$$

где $C_n^2(h_0)$ – квадрат структурной характеристики показателя преломления на высоте h_0 (рекомендованное значение – $C_n^2 = 1,7 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$).

Внешний масштаб турбулентности L_0 трудно оценить экспериментально, результаты измерений разными методами могут отличаться на несколько порядков [12,19,20]. В оптическом диапазоне было получено, что величина L_0 не превышает 5 м при изменении высоты от 2 км до 20 км [19]:

$$L_0 = \frac{5}{1 + \left(\frac{h - 7500}{2000}\right)^2}. \quad (25.a)$$

Такое малое значение L_0 подразумевает ограничение диапазона, в котором может использоваться теория Колмогорова. Поэтому в [21] было предложено обобщение модели (25.a):

$$L_0 = \frac{10L_0(h_0)}{1 + \left(\frac{h - 7500}{2000}\right)^2}, \quad (25.б)$$

где $L_0(h_0)$ – внешний масштаб на высоте h_0 вблизи земли. С использованием модели (25.б) максимальное значение внешнего масштаба может достигать несколько десятков метров. С другой стороны, согласно представленной в [3] оценке $L_0/l_0 = 10^3 \dots 10^4$ можно считать, что при изменении l_0 от 1 мм до 1 см внешний масштаб L_0 должен находиться в пределах от 1 м до 100 м.

Вблизи земли внешний масштаб турбулентности пропорционален высоте (см. (8)), а на верхней границе тропосферы он может достигать нескольких сотен метров. Этим условиям отвечает модель [12]:

$$L_0(h) = \begin{cases} 0,4, & h \leq 1 \text{ м} \\ 0,4h, & 1 \text{ м} < h \leq 25 \text{ м}, \\ 2\sqrt{h}, & h > 25 \text{ м} \end{cases} \quad (26)$$

или ее модификация, которая ограничивает внешний масштаб значением $2\sqrt{1000} \text{ м} \approx 63 \text{ м}$ на высотах более 1 км.

С другой стороны, существуют модели для внешнего масштаба турбулентности [22], которые определяются вертикальным градиентом $|du/dh|$ скорости ветра в тропосфере:

$$L_0 = 0,1 \cdot \left(10^{1,64+42 \left| \frac{du}{dh} \right|} \right)^{3/4}, \quad (27)$$

и вертикальным градиентом dT/dh температуры:

$$L_0 = 0,1 \cdot \left(10^{0,362+16,728 \left| \frac{du}{dh} \right| - 192,347 \frac{dT}{dh}} \right)^{3/4}. \quad (28)$$

Квадрат структурной характеристики температуры определяется выражением [3]:

$$C_T^2 = a^2 \alpha L_0^{4/3} \left(\frac{dT}{dh} + \gamma_a \right)^2, \quad (29)$$

где $\gamma_a = 9,8 \text{ град/км}$ – адиабатический градиент температуры, а константы a и α – те же самые, что и в (17).

Таким образом, для стандартной модели атмосферы из (29) следует:

$$C_T^2 \approx 4,1 \cdot 10^{-5} L_0^{4/3}. \quad (30)$$

С другой стороны, известно приближенное равенство [3]:

$$C_T^2 \approx \frac{0,7}{\beta^2} \left(\frac{\varepsilon}{h} \right)^{4/3}, \quad (31)$$

где $\beta = g/T$, а скорость диссипации энергии турбулентности ε вычисляется следующим образом:

$$\varepsilon = K_H \left(\frac{du}{dh} \right)^2, \quad (32)$$

$$K_H = L_0^2 |du/dh|. \quad (33)$$

С учетом (32) и (33) выражение (31) приводится к виду:

$$C_T^2 \approx 7,3 \cdot 10^{-3} T^2 \left(\frac{L_0^2 |du/dh|^3}{h} \right)^{4/3}. \quad (34)$$

Приравнивая правые части (30) и (34), получим уравнение:

$$48,7 \frac{L_0}{h} T^{\frac{3}{2}} |du/dh|^3 = 1, \quad (35)$$

которое можно решить относительно $|du/dh|$ после подстановки в него моделей внешнего масштаба (27) и (28). Далее по найденным значениям $|du/dh|$ восстанавливаются высотные зависимости $L_0(h)$ для тех же самых моделей.

На рис. 3 представлены высотные профили внешнего масштаба турбулентности для всех рассмотренных моделей. Видно, что расчеты по (27) очень близки к модели (26), а величина L_0 , полученная по модели (28), занимает промежуточное положение между (25.а) и (26).

На рис. 4 представлены результаты вычислений квадрата вертикального градиента $M(h)^2$ по (18) для стандартной модели атмосферы с учетом концентрации водяного пара, а также при $q(h)=0$ и $dq(h)/dh=0$, что соответствует оптическому диапазону. Видно, что на высотах до 100 м значения $M(h)^2$, полученные для радиодиапазона с учетом концентрации водяного пара, примерно в пятьдесят раз превосходят соответствующие

значения для оптического диапазона. Таким образом, можно установить связь между значениями C_n^2 [23]:

$$C_{n \text{ optical}}^2 = \frac{C_{n \text{ radar}}^2}{K^2}, \quad (36)$$

где $C_{n \text{ radar}}^2$ и $C_{n \text{ optical}}^2$ – квадрат структурной характеристики показателя преломления в радио- и оптическом диапазоне.

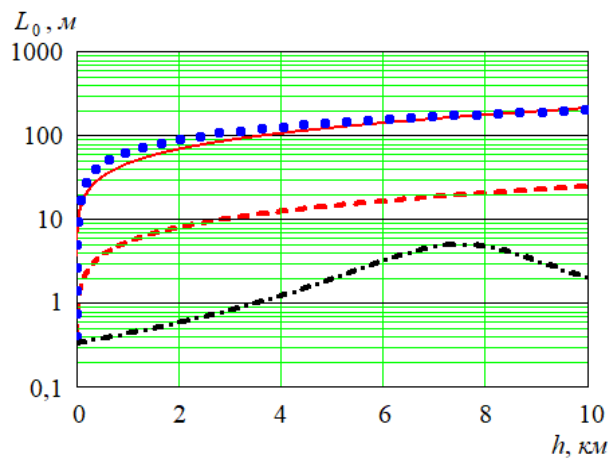


Рис. 3. Высотные профили внешнего масштаба L_0 .
Сплошная линия – расчеты по модели (27), штриховая – по модели (28),
штрих-пунктир – по модели (25.а), пунктир – по модели (26).

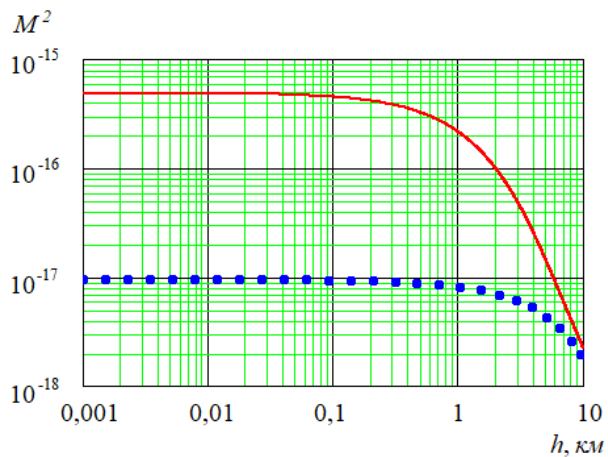


Рис. 4. Высотные профили $M(h)^2$ для радио- (сплошная линия)
и оптического диапазона (пунктир)

С учетом представленных результатов, можно получить высотные профили C_n^2 в радио- и оптическом диапазоне с использованием различных

моделей внешнего масштаба турбулентности. Поскольку расчеты L_0 по (26) и (27) примерно совпадают, а модель (25.а) ограничивает внешний масштаб величиной 5 м (что явно недостаточно в верхних слоях тропосферы), для вычисления C_n^2 по (17) были выбраны модели внешнего масштаба (27) и (28). Полученные высотные профили C_n^2 представлены на рис. 5.а и рис. 5.б, также на данных рисунках показаны результаты расчетов по (23.а, б) и по NV-модели (24). Видно, что высотный профиль квадрата структурной характеристики показателя преломления, полученный по NV-модели, лежит между кривыми $\min(C_n^2)$ и $\max(C_n^2)$, которые ограничивают возможный диапазон изменения C_n^2 в оптическом диапазоне.

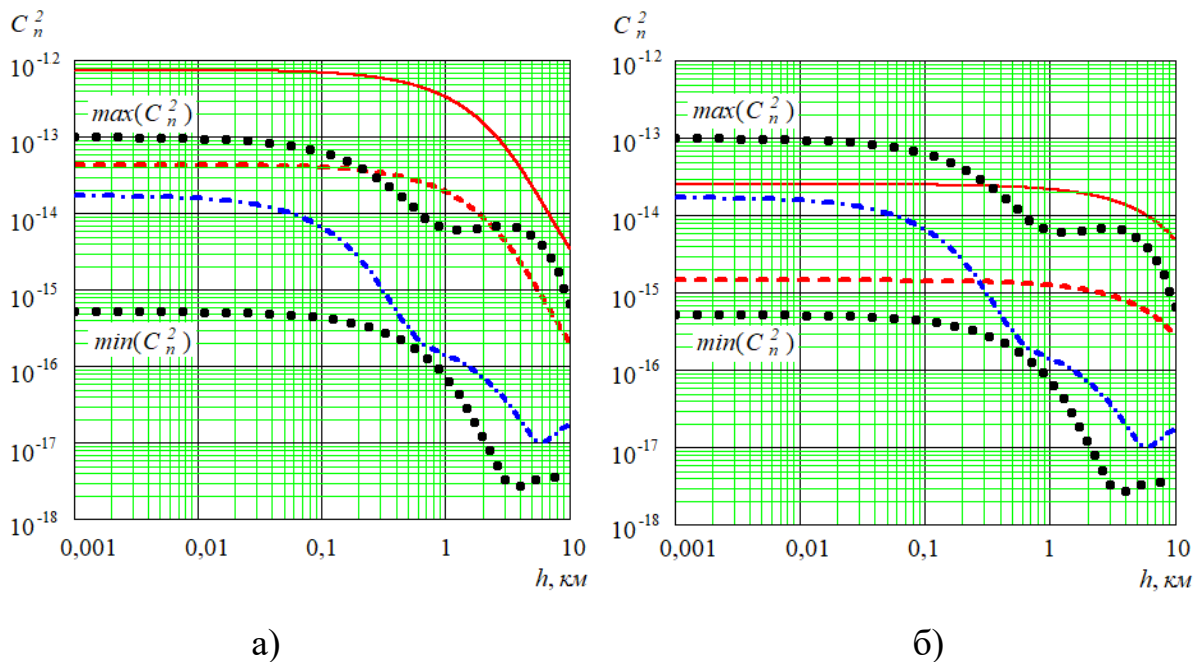


Рис. 5. Высотные профили квадрата структурной характеристики показателя преломления с учетом (а) и без учета (б) концентрации водяного пара. Сплошная линия – внешний масштаб L_0 по модели (27), штриховая линия – по модели (28), штрих-пунктир – по NV-модели (24), пунктир – расчеты по (23.а, б) для наилучшего и наихудшего случая.

Результаты расчетов C_n^2 применительно к радиодиапазону (см. рис. 5.а), полученные по модели внешнего масштаба (27), приводят к завышенному значению $C_n^2 \approx 7,5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ вблизи земли, которое соответствует

сильной турбулентности. Использование модели внешнего масштаба (28) в радиодиапазоне дает $C_n^2 \approx 4,3 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ вблизи земли, что примерно в 2,3 раза превышает полученное в п.1 значение $C_n^2 = 1,9 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ при $b = 0,8$. Это можно считать неплохим результатом, учитывая приближенный характер выражения (31).

Иная картина наблюдается при расчетах C_n^2 для оптического диапазона без учета концентрации водяного пара (см. рис. 5.б). Как и в предыдущем случае, использование модели (27) приводит к завышенным значениям C_n^2 , которые превышают $\max(C_n^2)$ на высотах более 400 м. В тоже время вычисление L_0 по модели (28) позволяет получить высотную зависимость $C_n^2(h)$, которая не выходит за пределы интервала между $\min(C_n^2)$ и $\max(C_n^2)$. Внешний масштаб L_0 является характеристикой атмосферной турбулентности и поэтому он не должен зависеть от того, в каком диапазоне (радио- или оптическом) эта турбулентность исследуется. Следовательно, можно сделать вывод о том, что для стандартной модели атмосферы наиболее адекватным представлением внешнего масштаба L_0 является модель (28). Выбор адекватной модели внешнего масштаба необходим для определения дисперсии флуктуаций показателя преломления σ_n^2 , которая связана с C_n^2 и L_0 следующим образом [24]:

$$C_n^2 = 1,91 \sigma_n^2 L_0^{-2/3}. \quad (37)$$

Приравнивая правые части в (17) и (37), получим оценку дисперсии флуктуаций:

$$\sigma_n^2(h) = 1,98 M(h)^2 L_0^2. \quad (38)$$

Результаты расчетов σ_n^2 по (38) для радиодиапазона с использованием рассмотренных моделей внешнего масштаба L_0 представлены на рис. 6.

Видно, что для всех четырех рассмотренных моделей дисперсия флуктуаций остается практически постоянной до высоты 100 м, затем незначительно уменьшается до высоты 1 км и далее происходит ее снижение примерно на два порядка. Для выбранной модели внешнего масштаба (28) на высотах до 100 м над поверхностью земли дисперсия флуктуаций $\sigma_n^2 = 1,1 \cdot 10^{-13}$. Эта величина примерно в 2,8 раза превышает оценку дисперсии флуктуаций вблизи земли, которая была получена с использованием рекомендованного МСЭ значения $C_n^2 = 1,7 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ для терагерцового диапазона [25,26].

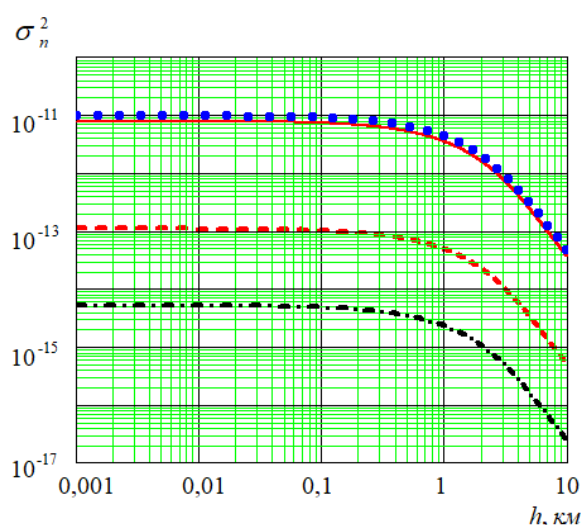


Рис. 6. Высотные профили дисперсии флуктуаций показателя преломления.

Сплошная линия – внешний масштаб L_0 по модели (27),
штриховая линия – по модели (28), штрих-пунктир – по модели (25.а),
пунктир – по (26).

3. Результаты моделирования дальнего тропосферного распространения радиоволн

Дифракционный механизм распространения радиоволн УКВ диапазона вблизи земли наблюдается до дальности дифракционного горизонта, который при не слишком большой высоте корреспондирующих пунктов имеет протяженность всего несколько десятков километров [27,28]. За пределами этого горизонта напряженность поля превышает полученные по дифракционной теории значения вследствие рассеяния радиоволн в турбулентной атмосфере.

Общий подход к моделированию ДТР методом параболического уравнения представлен в [29,30], для формирования ансамбля реализаций случайной величины (флуктуаций показателя преломления) гауссовский шум требуется пропустить через формирующий фильтр, импульсная характеристика которого определяется требуемой корреляционной функцией случайного процесса [31,32]. Было показано, что результаты моделирования ДТР вблизи земли практически не зависят от выбора спектральной модели атмосферной турбулентности [30]. Единственным параметром, который существенно влияет на результаты моделирования, является дисперсия флуктуаций показателя преломления σ_n^2 .

Для того, чтобы полученные методом ПУ результаты можно было сравнить с рекомендованными МСЭ дистанционными зависимостями напряженности поля [2], все расчеты выполнялись для полуволнового диполя, который излучает мощность 1 кВт на частоте 100 МГц (длина волны – 3 м) при высоте источника $h_1 = 10$ м и высоте точки наблюдения $h_2 = 10$ м и $h_2 = 150$ м. Алгоритм расчета и особенности, связанные с использованием метода ПУ, рассмотрены в [33,34,35]. Отметим, что достижимая точность расчетов на больших дальностях напрямую связана с шагом вычислительной сетки по высоте, т.е. размером преобразования Фурье, которое используется на каждом шаге численного решения. В [30] использовался размер преобразования $N = 4096$, в [25] представлены результаты расчетов при $N = 4096$ и $N = 16384$, при этом было получено, что увеличение N в четыре раза приводит к существенно лучшему соответствию расчетных и рекомендованных МСЭ значений напряженности поля.

На рис. 7 показаны дистанционные зависимости напряженности поля, полученные методом ПУ с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховые линии) флуктуаций показателя преломления, пунктир соответствует рекомендованным МСЭ зависимостям. Расчеты выполнялись для колмогоровского спектра флуктуаций показателя преломления [30], дисперсия флуктуаций

выбрана равной $\sigma_n^2 = 1,1 \cdot 10^{-13}$, что соответствует модели внешнего масштаба (28), размер преобразования Фурье $N = 16384$.

Видно, что вблизи земли при $h_2 = 10$ м учет флуктуаций показателя преломления позволяет повысить дальность прогноза напряженности поля примерно на порядок по сравнению со случаем отсутствия флуктуаций, который соответствует решению задачи дифракции на выпуклости земного шара [27,28]. Также отметим, что на больших (более 200 км) расстояниях рекомендованные МСЭ значения напряженности поля не так сильно зависят от высоты, как в области дифракции и точно такой же результат был получен методом ПУ.

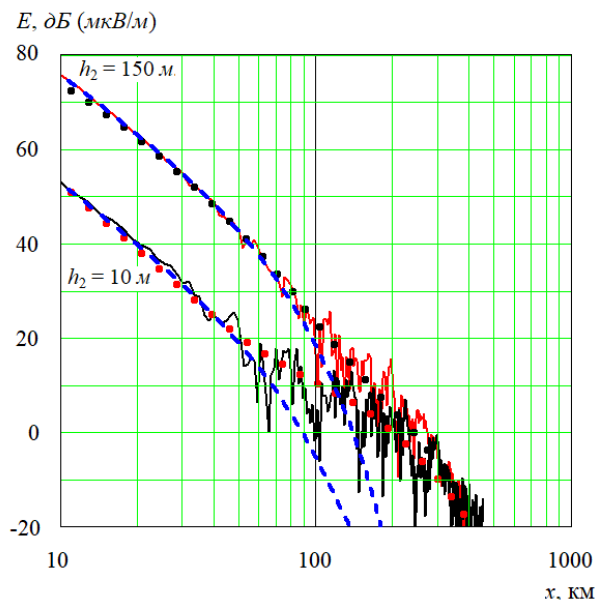


Рис. 7. Дистанционные зависимости напряженности поля.

Сплошные кривые – расчеты с учетом флуктуаций показателя преломления, штриховые кривые – вычисления без учета флуктуаций, пунктир – рекомендованные МСЭ дистанционные зависимости.

Существенное влияние на напряженность поля в УКВ диапазоне оказывают неровности рельефа. В то же время рекомендованные МСЭ пунктирные кривые на рис. 7 являются гладкими, поскольку они были получены в результате усреднения большого количества измерений, проводившихся на различных трассах. Метод параболического уравнения позволяет учесть профиль трассы распространения радиоволн и получить дистанционную зависимость напряженности поля с учетом геометрии рельефа и тропосферного рассеяния.

Заключение

В работе получены оценки основных параметров турбулентности для стандартной модели атмосферы и выбрана наиболее адекватная модель (28) для внешнего масштаба L_0 . Показано, что различные значения C_n^2 вблизи земли в радио- и оптическом диапазоне обусловлены водяным паром, который не оказывает влияния на флуктуации оптического излучения.

Результаты расчетов ДТР методом параболического уравнения с использованием полученной оценки дисперсии флуктуаций $\sigma_n^2 = 1,1 \cdot 10^{-13}$ для стандартной модели атмосферы показали, что вблизи земли дальность прогноза напряженности поля можно существенно увеличить. Наличие априорных сведений о высотных профилях $T(h)$, $p(h)$ и $q(h)$ дает возможность оценить дисперсию флуктуаций показателя преломления для конкретного состояния атмосферы.

Финансирование: Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания «молодежная лаборатория» № FZGM-2024-0003.

Литература

1. Рекомендация МСЭ-R Р.835-6. Эталонные стандартные атмосферы.
https://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/p/R-REC-P.835-6-201712-I!!PDF-R.pdf.
2. Рекомендация МСЭ-R Р.1546-6. Метод прогнозирования для трасс связи пункта с зоной для наземных служб в диапазоне частот от 30 МГц до 4000 МГц.
https://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/p/R-REC-P.1546-6-201908-I!!PDF-R.pdf.
3. Татарский В.И. Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере. – Наука, 1967.
4. Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы. – Гидрометеиздат, 1988.

5. Воронцов П.А. Турбулентность и вертикальные токи в пограничном слое атмосферы. – Гидрометеиздат, 1966.
6. Burk S.D. Refractive index structure parameters: Time-dependent calculations using a numerical boundary-layer model //Journal of Applied Meteorology and Climatology. – 1980. – Т. 19. – №. 5. – С. 562-576.
7. Molina-Garcia A. et al. Vertical wind profile characterization and identification of patterns based on a shape clustering algorithm //IEEE Access. – 2019. – Т. 7. – С. 30890-30904.
8. Tunick A. CN2 model to calculate the micrometeorological influences on the refractive index structure parameter //Environmental Modelling & Software. – 2003. – Т. 18. – №. 2. – С. 165-171.
9. Sreenivasan K.R. The passive scalar spectrum and the Obukhov–Corrsin constant //Physics of Fluids. – 1996. – Т. 8. – №. 1. – С. 189-196.
10. Srivastava M. K., Sarthi P. P. Turbulent kinetic energy in the atmospheric surface layer during the summer monsoon //Meteorological Applications. – 2002. – Т. 9. – №. 2. – С. 239-246.
11. Смалихо И.Н. и др. Определение скорости диссипации энергии турбулентности из данных, измеренных лидаром «Stream Line» в приземном слое атмосферы //Оптика атмосферы и океана. – 2015. – Т. 28. – №. 10. – С. 901-905.
12. Lukin V.P., Nosov E.V., Fortes B.V. The efficient outer scale of atmospheric turbulence //Astronomy with adaptive optics: present results and future programs, Proceedings of an ESO/OSA topical meeting, held September 7-11, 1998, Sonthofen, Germany, Publisher: Garching, Germany: European Southern Observatory, 1999, ESO Conference and Workshop Proceedings, vol. 56, Edited by Domenico Bonaccini, p. 619. – 1999. – Т. 56. – С. 619.
13. Рекомендация МСЭ-R P. 453-12. Индекс рефракции радиоволн: его формула и данные о рефракции. https://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/p/R-REC-P.453-12-201609-S!!PDF-R.pdf.

14. Marzano F. S. et al. Clear-air turbulence effects modeling on terrestrial and satellite free-space optical channels //2015 4th International Workshop on Optical Wireless Communications (IWOW). – IEEE, 2015. – С. 36-40.
15. Belu R. R., Jumper G. Comparison of the refractive index structure constant prediction using radiosonde data to in-situ thermosonde measurements //2012 9th international conference on communications (comm). – IEEE, 2012. – С. 147-150.
16. Grabner M. et al. Vertical dependence of refractive index structure constant in lowest troposphere //IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. – 2011. – Т. 10. – С. 1473-1475.
17. Ben-Yosef N. et al. Refractive-index structure constant dependence on height //JOSA. – 1979. – Т. 69. – №. 11. – С. 1616-1618.
18. Рекомендация МСЭ-R P.1621-2. Данные о распространении радиоволн, необходимые для проектирования систем связи Земля-космос, работающих в диапазоне 20-375 ТГц. https://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/p/R-REC-P.1621-2-201507-I!!PDF-R.pdf.
19. Coulman C.E. et al. Outer scale of turbulence appropriate to modeling refractive-index structure profiles //Applied optics. – 1988. – Т. 27. – №. 1. – С. 155-160.
20. Kermarrec G., Schön S. On the determination of the atmospheric outer scale length of turbulence using GPS phase difference observations: the Seewinkel network //Earth, Planets and Space. – 2020. – Т. 72. – С. 1-16.
21. Andrews L.C. et al. Atmospheric channel characterization for ORCA testing at NTTR //Atmospheric and Oceanic Propagation of Electromagnetic Waves IV. – SPIE, 2010. – Т. 7588. – С. 80-91.
22. Xu M. et al. Analysis of the optical turbulence model using meteorological data //Remote Sensing. – 2022. – Т. 14. – №. 13. – С. 3085.
23. Eaton F.D. et al. Comparisons of VHF radar, optical, and temperature fluctuation measurements of C_n^2 , r_0 and θ_0 //Theoretical and applied climatology. – 1988. – Т. 39. – С. 17-29.
24. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – Мир, 1981. – Т. 2.

25. Ахияров В.В. Прогноз дальнего тропосферного распространения радиоволн с использованием рекомендаций Международного Союза Электросвязи // Радиолокация, навигация, связь. – 2023. – С. 255-262.
26. Ахияров В.В. и др. Определение дисперсии флуктуаций показателя преломления для стандартной модели атмосферы //Распространение радиоволн. – 2023. – С. 479-482.
27. Ахияров В.В. Дифракция метровых и дециметровых радиоволн над земной поверхностью //Электромагнитные волны и электронные системы. – 2006. – Т. 11. – №. 9. – С. 28-33.
28. Ахияров В.В. Распространение и рассеяние радиоволн //Успехи современной радиоэлектроники. – 2008. – №. 12. – С. 3-25.
29. Ахияров В.В. Вычисление множителя ослабления вблизи земли с учетом тропосферного рассеяния //Радиолокация, навигация, связь. – 2021. – С. 193-199.
30. Ахияров В.В. Моделирование дальнего тропосферного распространения радиоволн методом параболического уравнения //Журнал радиоэлектроники. – 2022. – №. 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan22/6/text.pdf>
31. Ахияров В.В. Рассеяние на статистически неровной поверхности с произвольными корреляционными свойствами //Журнал радиоэлектроники. – 2012. – №. 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb12/2/text.pdf>
32. Ахияров В.В. Моделирование флуктуаций показателя преломления атмосферы для прогноза напряженности поля вблизи земли //Радиолокация, навигация, связь. – 2022. – С. 174-179.
33. Ахияров В.В., Чернавский С.В. Использование численных методов для изучения условий распространения радиоволн //Радиотехника. – 2011. – №. 10. – С. 100-110.
34. Ахияров В.В. Вычисление множителя ослабления над земной поверхностью методом параболического уравнения //Журнал радиоэлектроники. – 2012. – №. 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan22/6/text.pdf>.

35. Ахияров В.В. Решение задач дифракции методом параболического уравнения // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2012. – Т. 17. – №. 11. – С. 24-30.

Для цитирования:

Ахияров В.В., Ищенко Е.А. Оценка параметров атмосферной турбулентности для стандартной модели атмосферы. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 12. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.12.20>