

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВОЗДУХА НА УГОЛ ПОСТУПЛЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА НА ПРИЕМНЫЙ УЗЕЛ В ОТКРЫТЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ АТМОСФЕРНОЙ СВЯЗИ

Асадов Х. Г.¹, Маммадов А. М.²

DOI:10.21681/3034-4050-2025-5-72-75

Ключевые слова: лазер, атмосфера, угол поступления луча, диафрагма, беспилотный летательный аппарат.

Аннотация

Цель: исследовать влияние турбулентности воздуха на угол поступления лазерного луча в системах оптической связи.

Метод: общенаучные и математические методы.

Результат: сформулирована и решена задача оптимального выбора диаметра приемной диафрагмы в зависимости от длины волны лазерного луча при которой усредненная величины угла прихода лазерного луча на поверхность диафрагмы приемника достигает минимальной величины. Показано, что при наличии обратной $2/3$ степенной зависимости диаметра диафрагмы от длины волны лазера может быть достигнут минимум среднесуммарной оценки угла поступления лазерного луча на поверхность диафрагмы.

Практическая ценность: результаты могут быть использованы при проектировании оптических систем атмосферной связи и расчете дальности управления полетом беспилотных летательных аппаратов.

Введение

Для выполнения цели задачи, обозначенной в аннотации, проанализируем влияние турбулентности на угол поступления лазерного луча системы открытой оптической связи в атмосфере на поверхность диафрагмы приемного узла системы. Сформулируем и решим задачу оптимального выбора диаметра приемной диафрагмы в зависимости от длины волны лазерного луча, при которой усредненная величины угла прихода лазерного луча на поверхность диафрагмы приемника достигает минимальной величины. Определим условия, при которых проведенная оптимизация может дать реальные результаты.

Обсуждение

Как отмечается в работе [1] турбулентность в атмосфере возникает из-за беспорядочного смещения воздуха. Поток становится турбулентным потоком, если число Рейнольдса определяемое как

$$R_l = \frac{\nu L}{\mu},$$

где ν – характеристическая скорость потока; L – размер масштаба процесса образования потока; μ – кинематическая вязкость жидкости.

Например, при $L = 2\text{--}10$ м; $\nu = 1\text{--}5$ м/с; $\mu = 15 \cdot 10^{-6}$ м²/с получим $R_l = 10^6$, что типично для турбулентного потока.

Современное понимание атмосферной турбулентности базируется на теории Колмогорова-Обухова. Теория Татарского базируется на теории Колмогорова-Обухова.

Коэффициент рефракции $n(r)$ атмосферы может быть выражен в виде

$$n(r) = E[n(r)] + n_1(r), \quad (1)$$

где: r – радиус атмосферных частиц, образующих турбулентность; $E[n(r)]$ – показывает операцию усреднения по ансамблю; n_1 – флуктуации коэффициента рефракции. При $E[n_1(r)] = 0$; $E[n(r)] \approx 1$.

¹ Асадов Хикмет Гамид оглы, доктор технических наук, профессор, Национальное Аэрокосмическое Агентство. г. Баку, Азербайджанская Республика. E-mail: asadzade@rambler.ru

² Маммадов Афлатун Масим оглы, докторант, Национальное Аэрокосмическое Агентство. г. Баку, Азербайджанская Республика. E-mail: flatunmasimoglu@gmail.com

При этом

$$E[n_1(r \div r_1) - n_1(r_1)]^2 = C_n^2 r^{-\frac{2}{3}}, \quad (2)$$

где

C_n – является структурной постоянной, характеризующей силу турбулентности; при $C_n = 10^{-9}$ говорят о слабой турбулентности, а при $C_n = 10^{-7}$ говорят о сильной турбулентности. Следует отметить, что связь между структурной постоянной коэффициента рефракции и структурной постоянной температуры пранализирована в работах [2–5]. Согласно [6] форма структурной постоянной аппроксимируется при $z < 50$ м следующим образом

$$C_n(r) \sim r^{-\frac{4}{3}}. \quad (3)$$

Как отмечено в работе [1] экспериментальные результаты показывают логнормальное распределение амплитуды при слабой турбулентности.

Как указывается в работе [1] влияние турбулентности на распространение оптического луча разнообразно и известны такие явления как (а) сцинтилляция оптического сигнала при наблюдении внешнего источника света (например, мерцание звезд [2] (б) расширение луча, потеря пространственной когерентности [3–6] (с) изменение угла поступления луча лазера на приемную диафрагму [1].

Как отмечается в работе [1] все вышеуказанные эффекты справедливы для точечного типа наблюдателя. В случае ненулевого диаметра диафрагмы и с увеличением размера диафрагмы флуктуации принимаемого сигнала уменьшаются по силе. Такой эффект сглаживания флуктуаций были исследованы в работах [7, 8]. В случае слабой турбулентности эффект сглаживания имеет место до достижения диаметром диафрагмы величины $(\lambda \cdot r)^{\frac{1}{2}}$, после чего сглаживание не происходит. В случае сильной турбулентности критическая величина диаметра достаточно мала по сравнению с размером зоны Френеля и находится в пределах параметра трансверсной пространственной когерентности проходящего лазерного луча.

Как отмечается в работе [1] флуктуации угла прибытия сигнала на диафрагму (апертуру) приемника являются следствием случайных фазовых искажений, возникающих из-за турбулентности различия в фазе. ΔS по приемнику может быть аппроксимированы как

$$\Delta S = kd \sin \alpha, \quad (4)$$

где α – случайная величина-угол прибытия сигнала на поверхность диафрагмы к определяется как оптическое волновое число

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (5)$$

d – диаметр диафрагмы.

Среднеквадратическая величина угла прихода лазерного луча определяется как

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{E\{\Delta S\}^2}{k^2 d^2}, \quad (6)$$

где $E\{\Delta S\}$ – операция усреднения по ансамблю.

Далее рассмотрим вопрос об оптимизации приемной части системы свободной атмосферной связи в плане оптимального выбора d в зависимости от длины волны используемого лазерного луча.

Допустим наличие множества лазерных источников с длиной волны λ_i , а следовательно, и k_i , где

$$k_i = k_{i-1} + \Delta k, \text{ где } \Delta k = \text{const}; i = \overline{1, n}, \quad (7)$$

где $k_0 = 0$

Также допустим наличие множества диафрагм во приемной части системы

$$D = \{d_j\}; j = \overline{1, n}, \quad (8)$$

где $d_j = d_{j-1} + \Delta d$; $\Delta d = \text{const}$; $D_0 = 0$.

Введем на рассмотрение дискретную функцию управления

$$d_j = f(k_i). \quad (9)$$

На базе выражений (6) и (9) построим следующий дискретный функционал оптимизации

$$F_g = \sum_{i=1}^n \frac{C}{k_i^2 f^2(k_i)}, \quad (10)$$

где $C = E\{\Delta S^2\}$. (11)

На функцию $f(k_i)$ приложим следующее ограничительное условия

$$\sum_{i=1}^n f(k_i) = C_1; C_1 = \text{const}. \quad (12)$$

С учетом выражений (10) и (12) составим следующий дискретный функционал оптимизации

$$F_{g_1} = \sum_{i=1}^n \frac{C}{k_i^2 f^2(k_i)} + \lambda_1 [\sum_{i=1}^n f(k_i) - C_1], \quad (13)$$

где λ_1 – множитель Лагранжа.

Осуществим переход от дискретной модели к непрерывной модели. Воспользуемся аналоговой функцией управления

$$d = \varphi(k). \quad (14)$$

Непрерывный аналог функционала (10) имеет вид

$$F_a = \int_0^{k_{\max}} \frac{C}{k^2 \varphi^2(k)} dk, \quad (15)$$

Непрерывный аналог дискретного ограничительного условия (12) имеет вид

$$\int_0^{k_{\max}} \varphi(k) dk = C_2; \quad C_2 = \text{const}. \quad (16)$$

С учетом выражений (15) и (16) составим следующий непрерывный целевой функционал оптимизации F_2

$$F_2 = \int_0^{k_{\max}} \frac{C}{k^2 \varphi^2(k)} + \lambda_2 [\int_0^{k_{\max}} \varphi(k) dk - C_2]. \quad (17)$$

Для вычисления оптимальной функции приводящей F_2 к минимальной величине воспользуемся методом Эйлера и Лагранжа, согласно которому решение оптимизационной задачи (17) должно удовлетворять условию

$$\frac{d\left\{\frac{C}{k^2 \varphi^2(k)} + \lambda_2 \varphi(k)\right\}}{d\varphi(k)} = 0. \quad (18)$$

Из условия (18) получаем

$$\frac{-2C}{k^2 \varphi^3(k)} + \lambda_2 = 0. \quad (19)$$

Из выражения (19) находим

$$\varphi(k) = \sqrt[3]{\frac{2C}{k^2 \lambda_2}}. \quad (20)$$

При решении (20) функционал (17) достигает минимума, что легко проверить по критерию Лагранжа. Вычисление второй производной подынтегрального выражения в (17) дает всегда положительную величину, что указывает на то, что функционал F_2 при решении (20) достигает минимума.

Вычислим значение λ_2 . С учетом выражений (16) и (20) получаем

$$\int_0^{k_{\max}} \sqrt[3]{\frac{2C}{k^2 \lambda_2}} dk = C_2. \quad (21)$$

Из (21) получаем:

$$\sqrt[3]{\frac{2C}{\lambda_2}} \int_0^{k_{\max}} k^{-\frac{2}{3}} dk = 3 \cdot \sqrt[3]{\frac{2C}{\lambda_2}} k_{\max}^{\frac{1}{3}} = C_2. \quad (22)$$

Из (22) имеем

$$\sqrt[3]{\frac{1}{\lambda_2}} = \frac{C_2}{3k_{\max}^{\frac{1}{3}} (2C)^{\frac{1}{3}}}. \quad (23)$$

Из (23) находим

$$\lambda_2 = \frac{2 \cdot 27k_{\max} C}{C_2^3}. \quad (24)$$

С учетом выражений (20) и (24) получим

$$\varphi(k) = \sqrt[3]{\frac{C_2^3}{k^2 27k_{\max}}} = \frac{C_2 k^{-\frac{2}{3}}}{3k_{\max}^{\frac{1}{3}}}.$$

Заключение и выводы

Таким образом, сформулированная задача решена: проанализировано влияние турбулентности на угол поступления лазерного луча системы открытой оптической связи в атмосфере на поверхность диафрагмы приемного узла системы. Сформулирована и решена задача оптимального выбора диаметра приемной диафрагмы в зависимости от длины волны лазерного луча, при которой усредненная величины угла прихода лазерного луча на поверхность диафрагмы приемника достигает минимальной величины. Определены условия, при которых проведенная оптимизация может дать реальные результаты, а именно:

1. Турбулентность атмосферы влияет на различные показатели лазерного луча в системах открытой атмосферной лазерной связи, в том числе на угол поступления луча на диафрагму (апертуру) приемного узла.
2. Показано, что среднеинтегральную величину угла прихода лазера на поверхность диафрагмы может быть минимизирована.
3. Показано, что при наличии обратной 2/3 степенной зависимости диаметра диафрагмы от длины волны лазера может быть достигнут минимум среднесуммарной оценки угла поступления лазерного луча на поверхность диафрагмы.

Литература

1. Shaik K. S. Atmospheric propagation effects relevant to optical communications// TDA Progress report. 42–94. April–June 1988,
2. U.S. Standard Atmosphere. Washington. D.C. U.S. Government Printing Office. 1962.
3. A. Ishimaru, «Theory of Optical Propagation in the Atmosphere», Opt. Eng., VO~. 20, pp. 63–70. 1981.
4. A. I. Kon and V. I. Tatarski, «Parameter Fluctuations in a Space-Limited Light Beam in a Turbulent Medium», Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofiz., vol. 8, pp. 870–875, 1965. 191.
5. R. A. Schmelzter, «Means, Variances, and Covariances for Laser Beam Propagation Through a Random Medium», & Appl. Math., vol. 24, pp. 339–354, 1967.

6. A. Ishimaru, «Fluctuations of a Beam Wave Propagating Through a Locally Homogeneous Medium», Radio Sci., vol. 4, pp. 295–305, 1969.
7. G. Homstad, J. Strohbehn, R. Berger, and J. Heneghan, «Aperture-Averaging Effects for Weak Scintillations», J. Opt. SOC. Am., vol. 64, pp. 162–165, February, 1974.
8. J. Kerr and J. Dunphy, «Experimental Effects of Finite Transmitter Apertures on Scintillations», J. Opt. SOC. Am., vol. 63, pp. 1–7, January, 1973.

INVESTIGATION OF THE EFFECT OF AIR TURBULENCE ON THE ANGLE OF ENTRY OF THE LASER BEAM TO THE RECEIVING NODE IN OPEN OPTICAL SYSTEMS OF ATMOSPHERIC COMMUNICATION

Asadov Kh. G.³, Mammadov A. M.⁴

Keywords: laser, atmosphere, beam angle, diaphragm, unmanned aerial vehicle.

Abstract

Objective: to study the effect of air turbulence on the angle of laser beam entry in optical communication systems.

Method: general scientific and mathematical methods

Result: the problem of optimal selection of the diameter of the receiving diaphragm depending on the wavelength of the laser beam was formulated and solved, at which the average value of the angle of arrival of the laser beam on the surface of the diaphragm of the receiver reaches the minimum value. It is shown that in the presence of an inverse $2/3$ power dependence of the diaphragm diameter on the laser wavelength, the minimum of the average total estimate of the angle of entry of the laser beam on the surface of the diaphragm can be achieved.

Practical value: the results can be used in the design of optical systems of atmospheric communication and the calculation of the flight control range of unmanned aerial vehicles.

References

1. Shaik K. S. Atmospheric propagation effects relevant to optical communications// TDA Progress report. 42–94. April–June, 1988,
2. U.S. Standard Atmosphere. Washington. D.C. U.S. Government Printing Office. 1962.
3. A. Ishimaru, «Theory of Optical Propagation in the Atmosphere», Opt. Eng., VO~. 20, pp. 63–70. 1981.
4. A. I. Kon and V. I. Tatarski, «Parameter Fluctuations in a Space-Limited Light Beam in a Turbulent Medium», Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofiz., vol. 8, pp. 870–875, 1965. 191.
5. R. A. Schmeltzer, «Means, Variances, and Covariances for Laser Beam Propagation Through a Random Medium», &. Appl. Math., vol. 24, pp. 339–354, 1967.
6. A. Ishimaru, «Fluctuations of a Beam Wave Propagating Through a Locally Homogeneous Medium», Radio Sci., vol. 4, pp. 295–305, 1969.
7. G. Homstad, J. Strohbehn, R. Berger, and J. Heneghan, «Aperture-Averaging Effects for Weak Scintillations», J. Opt. SOC. Am., vol. 64, pp. 162–165, February, 1974.
8. J. Kerr and J. Dunphy, «Experimental Effects of Finite Transmitter Apertures on Scintillations», J. Opt. SOC. Am., vol. 63, pp. 1–7, January, 1973.



³ Asadov Hikmet Hamid oglu, Dr.Sc. of Technical Sciences, Professor, National Aerospace Agency, Baku, Republic of Azerbaijan. E-mail: asadzade@rambler.ru

⁴ Mammadov Aflatun Masim oglu, doctoral student, National Aerospace Agency, Baku, Republic of Azerbaijan. E-mail: flatunmasimoglu@gmail.com