«Оптика атмосферы и океана», **12,** № 4 (1999)

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.356

Е.Р. Милютин

ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича

Поступила в редакцию 29.10.98 г. Принята к печати 4.02.99 г.

Исследуется влияние законов распределения флуктуаций интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере на помехоустойчивость оптических систем передачи информации.

В последнее время вновь возрос интерес к атмосферным оптическим системам передачи информации (АОСПИ) [1, 2] и, в связи с этим, к изучению влияния помех на их надежность работы. АОСПИ действуют при наличии в канале распространения аддитивных (фоновых) и мультипликативных помех [3]. В частности, турбулентность атмосферы создает мультипликативную помеху, которая приводит к ряду нежелательных эффектов, в том числе и к флуктуациям интенсивности (замираниям) сигнала, что увеличивает вероятность ошибки в передаваемой информации, ухудшая помехоустойчивость системы. В работе [4] исследовалось влияние законов распределения флуктуаций интенсивности на помехоустойчивость АОСПИ, но при этом были сделаны неправомерные допущения относительно и самих законов, и границ их применения. Поэтому представляется целесообразным, опираясь на современные данные о видах законов распределения, вычислить помехоустойчивость АОСПИ.

Как правило, АОСПИ являются цифровыми системами, использующими энергетический прием двоичных амплитудно-модулированных сигналов, при котором единичные элементы сигнала различаются наличием или отсутствием («пассивная пауза») импульса излучения. В этом случае действие приемника заключается в подсчете числа фотонов на интервале времени, соответствующем двоичной посылке, и сравнении результатов с установленным порогом приемника.

Известно [5], что статистика принимаемых фотонов для многомодового лазера в присутствии фона хорошо описывается законом Пуассона. Для вероятности ложной тревоги получаем [6]:

$$p_{\text{л.т}} = 1 - \exp(-n_{\text{ф}}) \sum_{n=0}^{n_{\text{пор}}} \frac{n_{\text{ф}}^{n}}{n!}, \tag{1}$$

где $n_{\text{ф}}$ – количество фотонов фона.

Количество фотонов фона $n_{\text{ф}}$ обычно невелико, и порог, обеспечивающий малые вероятности ложной тревоги $p_{\text{л.т}}(\approx 10^{-4} \div 10^{-8})$, не превышает на практике нескольких единиц, тогда как вероятность пропуска сигнальных фотонов зависит от ряда факторов, включающих не только величину порога, но и функцию распределения флуктуаций интенсивности сигнала

$$P_{\text{п.с}} = \sum_{n=0}^{n_{\text{пор}}} p(n), \tag{2}$$

где $p(n)$ – вероятность регистрации n фотонов за время длительности импульса излучения.

Учитывая, что время корреляции замираний в АОСПИ, т.е. время, при котором коэффициент корреляции уменьшается до нулевого уровня, гораздо больше длительности сигнала, получаем

$$P_{\text{п.с}} = \sum_{n=0}^{n_{\text{пор}}} \int_0^{\infty} p(n/n_0)\, p(n_0)\, dn_0, \tag{3}$$

где $p(n_0)$ – плотность вероятностей числа n_0 фотонов в импульсе излучения.

Для расчета помехоустойчивости приема необходимо знать закон распределения вероятностей флуктуаций интенсивности лазерного излучения. Установлено [7], что универсальным безразмерным параметром, от которого зависит вид закона распределения флуктуаций интенсивности, является дисперсия логарифма интенсивности плоской волны β_0^2, вычисленная в приближении метода плавных возмущений (МПВ):

$$\beta_0^2 = 1{,}23\, C_n^2\, k^{7/6}\, L^{11/6}, \tag{4}$$

где C_n^2 – структурная характеристика показателя преломления, определяющая степень турбулентности; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны; L – длина трассы.

К настоящему времени теоретически и экспериментально доказано [7], что в условиях применимости МПВ, когда $\beta_0^2 \ll 1$ (область слабых флуктуаций), флуктуации интенсивности принимаемого излучения распределяются по логарифмически нормальному закону

$$P(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma\, I} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2}(\ln I - \Lambda)^2\right], \tag{5}$$

где $\sigma^2 = \ln(\sigma_I^2 + 1)$ – дисперсия среднего значения уровня интенсивности; $\sigma_I^2 = \langle (I - \langle I\rangle)^2\rangle / \langle I\rangle^2$ – относительная дисперсия интенсивности; $\Lambda = \ln \langle I\rangle/(\sigma_I^2+1)^{1/2}$ – среднее значение уровня интенсивности; < > означают усреднение.

В пределах области слабых флуктуаций интенсивности установлены следующие связи между σ_I^2 и β_0^2 [8, 9]:

для плоской волны

$$\sigma_I^2 \cong \beta_0^2\,, \tag{6}$$

для сферической

$$\sigma_I^2 \cong 0{,}41\ \beta_0^2\,, \tag{7}$$

для коллимированного пучка при типичных условиях работы АОСПИ ($\Omega \gg 1$, где $\Omega = k\,a^2/L$, a – радиус передающей антенны)

$$\sigma_I^2 \cong 0{,}84\ \beta_0^2\,. \tag{8}$$

При дальнейшем увеличении β_0^2 на трассе возникают сильные флуктуации интенсивности, вышеприведенные связи между σ_I^2 и β_0^2 нарушаются и затем наступает явление насыщения флуктуаций, причем было экспериментально установлено [10], что максимальный уровень для плоской волны $\sigma_I^2 \cong 1{,}34 \div 1{,}36$ соответствует $\beta_0^2 \cong 4$. Для сферической волны в [11] показано, что величина максимального уровня σ_I^2 будет больше, чем для плоской волны. Последующий рост β_0^2 приводит к плавному уменьшению σ_I^2 в области сильно насыщенных флуктуаций.

Для области сильно насыщенных флуктуаций ранее [8] в качестве закона распределения предлагался логарифмически нормальный закон, но недавняя работа [10] убедительно показала, что для значений β_0^2, лежащих в диапазоне 36 ÷ 324, экспериментальные данные хорошо аппроксимируются K-распределением в виде

$$\langle I\rangle\, P(I) = \frac{2}{\Gamma(y)}\, y^{(y+1)/2}\, I^{(y-1)/2}\, K_{y-1}(2\sqrt{I\,y})\,, \tag{9}$$

где $y = 2/(\sigma_I^2 - 1)$; $y > 0$; $K_\nu(z)$ – функция Макдональда (ν – порядок; z – аргумент функции), причем при $\sigma_I^2 \to 1$ $y \to \infty$ и приходим к экспоненциальному распределению

$$P(I) = \frac{1}{\langle I\rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I\rangle}\right). \tag{10}$$

Для области $\beta_0^2 \gg 1$ установлены следующие связи между σ_I^2 и β_0^2:

для плоской волны

$$\sigma_I^2 \cong 1 + 0{,}86\,\left(\beta_0^2\right)^{-2/5}, \tag{11}$$

для сферической волны

$$\sigma_I^2 \cong 1 + 2{,}8\,\left(\beta_0^2\right)^{-2/5}, \tag{12}$$

для коллимированного пучка в зависимости от соотношений между Ω и β_0^2 связи будут как для плоской или сферической волн.

Подставляя в соотношение (3) выражения (5), (9) и (10) и полагая $I = n_0$, $\langle I\rangle = n_{\text{ср}}$, где $n_{\text{ср}}$ – среднее число фотонов в импульсе излучения, получим соответственно для логнормального и K-распределения

$$P^{\text{л}}_{\text{п.с}} = \sum_{n=0}^{n_{\text{пор}}} \int_0^\infty \frac{n_0^{\,n-1}}{\sqrt{2\pi}\, n!\, \sqrt{\ln\left(\sigma_I^2+1\right)}} \times$$

$$\times \exp\left\{-n_0 - \frac{\ln \dfrac{n_0}{n_{\text{ср}}} + \left[\ln(\sigma_I^2+1)\right]^{1/2}}{2\ln(\sigma_I^2+1)}\right\} dn_0\,, \tag{13}$$

$$P^{K}_{\text{п.с}} = \sum_{n=0}^{n_{\text{пор}}} \int \frac{n_0^{\,n} \exp(-n_0)}{n!\, n_{\text{ср}}}\, \frac{2}{\Gamma(y)}\, y^{(y+1)/2}\, (n_0)^{(y-1)/2}\ K_{y-1}(2\sqrt{n_0\, y})\, dn_0\,. \tag{14}$$

Для экспоненциального распределения, после некоторых преобразований [11], имеем

$$P^{\text{э}}_{\text{п.с}} = \sum_{n=0}^{n_{\text{пор}}} \int \frac{n_{\text{ср}}^{\,n}}{(n_{\text{ср}}+1)^{n+1}}\,. \tag{15}$$

Следуя [4], помехоустойчивость АОСПИ оценивалась с помощью энергетического параметра – среднего числа фотонов в импульсе излучения, обеспечивающего заданную вероятность ошибки. Поэтому вначале по формуле (1) была определена с помощью таблиц функций Пуассона [12] величина $n_{\text{пор}}$ по заданной вероятности ложной тревоги, которая для удобства приравнивалась к вероятности пропуска сигнала, изменявшейся в пределах от 10^{-2} до 10^{-6}. Число фотонов фона варьировалось от 1 до 10. Затем для всех случаев распределений в пределах их применимости, для чего задавалась величина β_0^2, производился расчет $n_{\text{ср}}$, которая обеспечивает требуемую вероятность пропуска сигнала для различных σ_I^2.

Некоторые результаты расчета на ЭВМ представлены на рис. 1.

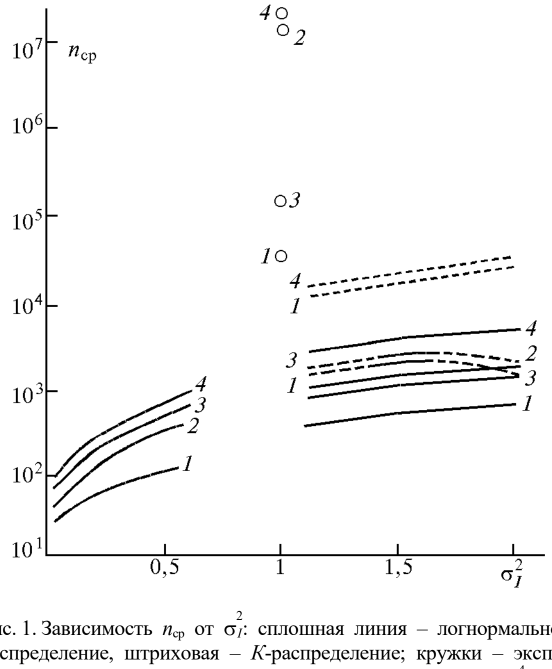

Рис. 1. Зависимость $n_{\text{ср}}$ от σ_I^2: сплошная линия – логнормальное распределение, штриховая – K-распределение; кружки – экспоненциальное распределение; *1* – $n_{\text{ф}} = 1$, ..., $P_{\text{п.с}} = 10^{-4}$, ..., $n_{\text{пор}} = 6$; *2* – $n_{\text{ф}} = 1$, ..., $P_{\text{п.с}} = 10^{-6}$, ..., $n_{\text{пор}} = 9$; *3* – $n_{\text{ф}} = 10$, ..., $P_{\text{п.с}} = 10^{-4}$, ..., $n_{\text{пор}} = 24$; *4* – $n_{\text{ф}} = 10$, ..., $P_{\text{п.с}} = 10^{-6}$, ..., $n_{\text{пор}} = 28$

Из анализа полученных данных можно сделать ряд выводов.

1. С увеличением фоновой засветки, как и следовало ожидать, увеличивается среднее число фотонов в импульсе излучения для обеспечения требуемой величины $P_{\text{п.с}}$.

2. Наличие на трассе с $\beta_0^2 \gg 1$ замираний сигнала, подчиняющихся *K*-распределению, приводит при одинаковых значениях $n_{\text{ф}}$ и $P_{\text{п.с}}$ к необходимости обеспечения большего числа фотонов в импульсе излучения для работы АОСПИ, нежели наличие логнормальных замираний.

3. *K*-распределение достаточно четко демонстрирует явление насыщения, что наглядно видно на рис. 2, в то время как логнормальное распределение не дает этого эффекта.

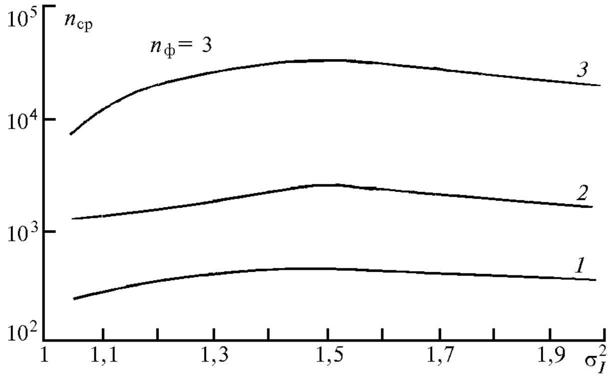

Рис. 2. Зависимость $n_{\text{ср}}$ от σ_I^2 для *K*-распределения флуктуаций интенсивности оптической волны: кривая *1* – $P_{\text{п.с}} = 10^{-3}$; *2* – $P_{\text{п.с}} = 10^{-4}$; *3* – $P_{\text{п.с}} = 10^{-6}$

4. Наихудшие условия для приема сигналов создаются в случае наличия на трассе замираний, распределенных по экспоненциальному закону.

В заключение выражаю благодарность В.Ф. Кушниру и С.А. Попелю за помощь в проведении расчетов.

1. *Челусов Е.Н., Шаронин С.Г.* Лазерная связь – новый экономичный способ беспроводной связи // Сети и системы связи. 1997. № 2. С. 46–50.
2. *Bloom S., Korevaar E.* Fiber – free laser communications soar to «unheard of» heights // Photonics Spectra. 1997. V. 31. N 2. P. 115–116.
3. *Милютин Е.Р.* Методика расчета совместного действия помех в атмосферном канале оптических информационных систем // Радиотехника. 1995. № 11. С. 35–38.
4. *Бухинник А.Ю., Кушнир В.Ф., Щелкунов К.Н.* Влияние закона распределения замираний на помехоустойчивость оптических линий связи // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. 1978. Т. 21. № 4. С. 111–114.
5. *Гальярди Р.М., Карп Ш.* Оптическая связь. М.: Связь, 1978. 424 с.
6. *Коржик В.И., Финк Л.М., Щелкунов К.Н.* Расчет помехоустойчивости систем передачи дискретных сообщений: Справочник. М.: Радио и связь, 1981. С. 231.
7. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
8. *Лазерное* излучение в турбулентной атмосфере / А.С. Гурвич, А.И. Кон, В.Л. Миронов, С.С. Хмелевцов. М.: Наука, 1976. 277 с.
9. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. С. 269.
10. *Патрушев Г.Я., Ростов А.П., Рубцова О.А.* Моменты и плотность вероятностей насыщенных флуктуаций интенсивности в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 6. С. 819–825.
11. *Andrews L.C., Phillips R.L., Shivamoggi B.K.* Relations of the parameters of the I-K distribution for irradiance fluctuations to physical parameters of the turbulence // Appl. Optics. 1988. V. 27. N 11. P. 2150–2156.
12. *Градштейн И.С., Рыжик П.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 1100 с.
13. *Маккавеев В.И., Морозов Д.Н., Щелкунов К.Н.* Таблица функций распределения Пуассона. Л.: Изд-во ЛЭИС. 1971. 30 с.

E.R. Milutin. **The Noise Immunity of Optical Systems for Information Transfer Through Turbulent Atmosphere.**

The noise immunity of optical systems of communication is studied as a function of the distribution laws of the laser radiation intensity fluctuations in the turbulent atmosphere.