

УДК 621.396.22.029.7

ФЛУКТУАЦИИ СИГНАЛА ПРИ ПРИЕМЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ, ПРОШЕДШИХ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

А. В. ОГАНЕСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 24 июля 1986 г.)

Рассмотрено совместное влияние мультипликативных помех атмосферного канала и ошибок синхронизации приемного устройства на плотность вероятности флуктуаций сигнального тока на входе порогового устройства приемника оптических импульсов. Рассмотрены случаи прямого и гетеродинного приемов.

При приеме случайной последовательности оптических импульсов неизбежны дополнительные флуктуации сигнала, обусловленные ошибками, возникающими в приемном устройстве при установлении синхронизации между приемником и передатчиком по принимаемым синхроимпульсам [1]. Между тем вопросы, касающиеся учета совместного влияния помех, обусловленных оптическим каналом и ошибками синхронизации при наличии аддитивных шумов, ранее не рассматривались. В настоящей работе рассматривается приемная система со стробированием, где производится стробирование импульса, и для дальнейшей обработки выбирается значение электрического сигнала в определенный момент времени t_0 [2].

В дальнейшем рассматривается наиболее интересный с практической точки зрения случай, когда время корреляции t_c флуктуаций мощности оптического сигнала, прошедшего турбулентную атмосферу, много больше длительности оптического импульса τ . Рассматривается режим ограничения приема тепловыми шумами, который соответствует практически всем приемным устройствам с фотоприемниками, внутренний коэффициент усиления которых $G \lesssim 10^3$ [1, 3]. В этом случае плотность вероятности флуктуаций тока i на выходе фотоприемника для заданного уровня нормированной флуктуации оптической мощности $z = \Phi_c(t) / \langle \Phi_c(t) \rangle$ ($\Phi_c(t)$ — мощность оптического сигнала на входе фотоприемника, $\langle \Phi_c(t) \rangle$ — среднее по ансамблю случайных реализаций значение $\Phi_c(t)$, i — текущее за период длительности импульса время) для времен Δt , удовлетворяющих условию $\tau_0 \gg \Delta t \gg \tau$, согласно [4] можно записать в виде

$$p_i(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_T} \exp \left[-\frac{(i - \bar{i}_{ш} - i_c(t) z)^2}{2 \sigma_T^2} \right], \quad (1)$$

где σ_T^2 — дисперсия тепловых шумов тока i , $\bar{i}_{ш}$ — средний ток, обусловленный аддитивными шумами (фоновым излучением и темновым током фотоприемника), $i_c(t) = \alpha \langle \Phi_c(t) \rangle$ — значение тока, обусловленного сигнальным излучением ($\alpha = e\eta/h\nu$, e — заряд электрона, η — квантовая

эффективность фотоприемника, h — постоянная Планка, ν — оптическая частота сигнала). В дальнейших выкладках индекс t при $p_i(i)$ опускается и считается, что наличие аргумента t в выражениях для плотности вероятности i характеризует статистику тока для заданного значения t в области $(-\tau/2, \tau/2)$.

В режиме ограничения тепловыми шумами должно выполняться условие

$$\sigma_t^2 \gg 2e \Delta F_{\text{ст}} G(i_c(t) + \bar{i}_{\text{ш}}), \quad (2)$$

где $\sigma_t^2 = kT \Delta F_{\text{ст}} / R$ — дисперсия тепловых шумов в полосе пропускания $\Delta F_{\text{ст}}$ электронных цепей стробирования, T , R — температура и эквивалентное сопротивление этих цепей, k — постоянная Больцмана. При этом считается, что $\Delta F_{\text{ст}} \gg \Delta F$, где ΔF — полоса, необходимая для пропускания сигнала $\alpha \Phi_c(t)$. Следует отметить, что (2) должно выполняться для любых $i_{cz}(t) = \alpha \Phi_c(t) = \alpha z < \Phi_c(t) >$:

$$\sigma_t^2 \gg 2e \Delta F_{\text{ст}} G(i_{cz}(t) + \bar{i}_{\text{ш}}). \quad (3)$$

Однако, как показано в [4], вероятность появления достаточно больших z , приводящих к нарушению неравенства (3), незначительна, и изменениями статистики флуктуаций i , обусловленными этими z , в реальных условиях можно пренебречь.

В случае колоколообразного оптического импульса [1]

$$< \Phi_c(t) > = \frac{2\Phi_c \tau}{\sqrt{2\pi} W} \exp\left[-\frac{2t^2}{W^2}\right], \quad -\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2}, \quad (4)$$

$$\Phi_c = \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} < \Phi_c(t) > dt,$$

где W — ширина импульса со средней в интервале $(-\tau/2, \tau/2)$ мощностью Φ_c . Очевидно, что стробирование следует осуществлять в момент времени $t_0 = 0$, когда значение $i_c(t)$ максимально.

Наличие ошибки синхронизации при $t_0 = 0$ приведет не к максимальному $i_c(0) = \alpha < \Phi_c(0) >$, а к следующему выражению для $i_c(t) \equiv i_c(t_0 + \tau_0) = i_c(\tau_0)$:

$$i_c(\tau_0) = \alpha \frac{2\Phi_c \tau}{\sqrt{2\pi} W} \exp\left(-\frac{2\tau_0^2}{W^2}\right), \quad -\frac{\tau}{2} \leq \tau_0 \leq \frac{\tau}{2}, \quad (5)$$

где τ_0 соответствует смещению вырабатываемого в приемнике хронизирующего импульса относительно истинного положения принимаемого синхроимпульса. Тогда, согласно (1), плотность вероятности флуктуаций i с учетом ошибок синхронизации, т. е. фактически на входе порогового устройства обработки электрического сигнала, запишется в виде

$$p(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_t} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_t^2} \left(i - \bar{i}_{\text{ш}} - A z \exp\left(-\frac{2\tau_0^2}{W^2}\right)\right)^2\right], \quad -\frac{\tau}{2} \leq \tau_0 \leq \frac{\tau}{2}, \quad (6)$$

где

$$A = 2 \bar{i}_c \tau / (\sqrt{2\pi} W),$$

а $\bar{i}_c = \alpha \Phi_c$ — средний ток, обусловленный всем импульсом.

Для временных интервалов, больших τ_c , и периода следования синхронизационных импульсов T_0 величины z и τ_0 в (6) являются случайными, и для нахождения стационарной плотности вероятности $p_0(i)$ необходимо усреднить (6) по ансамблю реализаций z и τ_0 :

$$p_0(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_z} \int_0^{\infty} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_z^2} \left(i - \bar{i}_m - A z \exp \left(-\frac{2\tau_0^2}{W^2} \right) \right)^2 \right] p(z) p(\tau_0) dz d\tau_0. \quad (7)$$

В случае турбулентной атмосферы $p(z)$ хорошо аппроксимируется логнормальным распределением [4]

$$p(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_z z} \exp \left[-\frac{(\ln z + \sigma_z^2/2)^2}{2\sigma_z^2} \right], \quad (8)$$

где σ_z^2 — дисперсия флуктуаций $\ln z$. В системах оценки временной задержки τ_0 плотность вероятности $p(\tau_0)$ в линейном приближении при больших уровнях отношения сигнал/шум описывается выражением [1]

$$p(\tau_0) = \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{2\pi} W} \exp \left(-\frac{\gamma \tau_0^2}{2 W^2} \right), \quad (9)$$

где $\gamma = \bar{i}_c^2 / N_{от} \Delta F_L$, $N_{от}$ — спектральная плотность тепловых шумов, ΔF_L — полоса пропускания контура обратной связи в канале синхронизации приемной системы.

Линейное приближение, принятое в [1], предполагает ограниченную область изменения ошибки синхронизации τ_0 с близкими к нулю значениями. В указанных условиях для сохранения строгости изложения, требующей нормировки $p(\tau_0)$, следует вместо (9) в (7) подставить усеченное нормальное распределение [5], которое в рассматриваемом случае запишется в виде

$$p(\tau_0) = \frac{C \sqrt{\gamma}}{\sqrt{2\pi} W} \exp \left(-\frac{\gamma \tau_0^2}{2 W^2} \right), \quad -\frac{\tau}{2} \leq \tau_0 \leq \frac{\tau}{2}, \quad (10)$$

$$C = \sqrt{2\pi} [2 \int_0^{\tau/2} \exp(-u^2/2) du]^{-1}.$$

Однако при реально допустимых значениях $\tau/W \geq 1$ и $\gamma \gg 1$ подстановка в (7) вместо (9) выражения (10) существенных изменений в $p_0(i)$ не вносит. Так, уже при $\gamma = 9$ и $\tau/W = 1$ значение $C = 0,9973$, и ошибка при замене (10) на (9) составляет 0,27%.

Поскольку z и τ_0 статистически независимы, согласно (6) среднее значение сигнального тока при стробировании есть

$$\langle i_c \rangle = \langle i - \bar{i}_m \rangle = A \langle z \rangle \langle \exp \left(-\frac{2\tau_0^2}{W^2} \right) \rangle,$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций и t_0 . С учетом (9) при $\gamma \gg 1$ и реально допустимых значениях $\tau/W \geq 1$

$$\begin{aligned} \langle \exp(-2\tau_0^2/W^2) \rangle &= (\sqrt{\gamma}/\sqrt{2\pi}W) \times \\ &\times \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \exp[-(\gamma+4)\tau_0^2/(2W^2)] d\tau_0 \simeq \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma+4}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Приближенное равенство в (11) можно заменить точным, поскольку в реальных условиях для уменьшения вредного влияния межсимвольной интерференции τ/W должно быть предельно большим. С другой стороны, уже при $\gamma = 12$ и $\tau/W = 1,5$ относительная ошибка

$$\begin{aligned} \varepsilon &= (\langle \exp(-2\tau^2/W^2) \rangle - \sqrt{\gamma/(\gamma+4)}) / \langle \exp(-2\tau^2/W^2) \rangle \\ &\text{оставляет } 0,27\%. \text{ По определению } \langle z \rangle = \langle \Phi_c(t) / \langle \Phi_c(t) \rangle \rangle = 1; \text{ тогда} \\ \langle i_c \rangle &= A \sqrt{\gamma/(\gamma+4)} = 2\tau i_c \sqrt{\gamma/(\gamma+4)} / \sqrt{2\pi}W. \end{aligned} \quad (12)$$

В режиме ограничения тепловыми шумами отношение сигнал/шум

$$\gamma_{cr} = \langle i_c \rangle^2 / \sigma_{\tau}^2 \quad (13)$$

или, с учетом (12),

$$\gamma_{cr} = \frac{2\tau^2 i_c^4}{\pi W^2 \sigma_{\tau}^2 [\tau_c^2 + 4\tau_{TL}^2]}, \quad (14)$$

$\sigma_{\tau L}^2 = N_{t0} \Delta F_L$ — дисперсия тепловых шумов в контуре обратной связи в канале синхронизации.

Подставив в (7) выражения $p(z)$ и $p(t_0)$ из (8) и (9), учитывая четность полученного подынтегрального выражения по переменной интегрирования τ_c и перейдя к переменным интегрирования $x = \ln z$, $y = \ln(\xi/(\tau/2W - \xi))$, $\xi = \tau_0/2W$, получим

$$\begin{aligned} p_0(i) &= \frac{2\tau\sqrt{\gamma}}{(2\pi)^{3/2}\sigma_{\tau}\sigma_cW} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_{\tau}^2}\left(i - i_{cr} - \right.\right. \\ &\quad \left.\left. - A \exp\left(x - \frac{\tau^2 \exp(2y)}{2W^2(1 + \exp(y))^2}\right)\right)^2 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\gamma\tau^2 \exp(2y)}{2W^2(1 + \exp(y))^2} - 2 \ln(1 + \exp(y)) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{(x + \sigma_c^2/2)^2}{2\sigma_c^2} + y\right] dx dy. \end{aligned} \quad (15)$$

Для вычисления интегралов в (15) применим метод наискорейшего спуска (см., например, [6, 7]). Обозначим выражение в квадратных скобках в (15) через $f(x, y)$ и разложим его в ряд Тейлора в точке максимума $M_0(x_0, y_0)$. Величины x_0 и y_0 определяются следующей системой уравнений:

$$\frac{A}{\sigma_\tau^2} \left(i - \bar{i}_m - A \exp \left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1+\exp(y_0))^2} \right) \right) \exp \left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1+\exp(y_0))^2} \right) \times$$

$$\times \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{W^2(1+\exp(y_0))^3} - \frac{\gamma \tau^2 \exp(2y_0)}{W^2(1+\exp(y_0))^3} + \frac{1 - \exp(y_0)}{1 + \exp(y_0)} = 0, \quad (16)$$

$$\frac{A}{\sigma_\tau^2} \left(i - \bar{i}_m - A \exp \left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1+\exp(y_0))^2} \right) \right) \exp \left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{W^2(1+\exp(y_0))^2} \right) -$$

$$- \frac{x_0 + \sigma_c^2/2}{\sigma_c^2} = 0$$

Исключив из (16) члены, содержащие i , можно получить следующую зависимость между x_0 и y_0 :

$$\frac{W^2(1 - \exp(y_0))(1 + \exp(y_0))^2}{\tau^2 \exp(2y_0)} - \gamma = \frac{x_0 + \sigma_c^2/2}{\sigma_c^2}. \quad (17)$$

Ограничившись первыми двумя не равными нулю членами разложения $f(x, y)$, можно получить

$$p_0(i) = \frac{2 \sqrt{\gamma} \tau \exp(y_0)}{\sqrt{2\pi} |B| \sigma_\tau \sigma_c W (1 + \exp(y_0))^2} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_\tau^2} \left(i - \bar{i}_m - A \exp \left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1+\exp(y_0))^2} \right) \right)^2 - \frac{\gamma \tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1+\exp(y_0))^2} - \frac{(x_0 + \sigma_c^2/2)^2}{2\sigma_c^2} \right], \quad (18)$$

где $|B|$ определяется выражением

$$|B| = \left[\frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial x^2} \right]_{x=x_0, y=y_0} \cdot \left[\frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial y^2} \right]_{y=y_0, x=x_0} - \left[\frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial x \partial y} \right]_{x=x_0, y=y_0}^2,$$

$$\left[\frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial x^2} \right]_{x=x_0, y=y_0} = -\frac{A^2}{\sigma_\tau^2} \exp \left(2x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{W^2(1+\exp(y_0))^2} \right) +$$

$$+ \frac{x_0 + \sigma_c^2/2}{\sigma_c^2} - \frac{1}{\sigma_c^2},$$

$$\left[\frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial y^2} \right]_{y=y_0, x=x_0} = -\frac{A^2}{\sigma^2} \exp \left(2x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{W^2(1+\exp(y_0))^2} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{W^2(1+\exp(y_0))^2} \right)^2 + \frac{A}{\sigma_\tau^2} \left(i - \bar{i}_m - A \times \right.$$

$$\times \exp \left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1+\exp(y_0))^3} \right) \exp \left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1+\exp(y_0))^2} \right) \times$$

$$\times \left[\left(\frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{W^2(1+\exp(y_0))^3} \right)^2 - \frac{\tau^2(2\exp(2y_0) - \exp(3y_0))}{W^2(1+\exp(y_0))^4} \right] -$$

$$- \frac{\gamma \tau^2(2\exp(2y_0) - \exp(3y_0))}{W^2(1+\exp(y_0))^4} - \frac{2\exp(y_0)}{(1+\exp(y_0))^2}, \quad (19)$$

$$\left[\frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial x \partial y} \right]_{x=x_0, y=y_0} = \frac{A \tau^2 \exp(2y_0)}{\tau_T^2 W^2 (1 + \exp(y_0))^3} \left[A \exp\left(2x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{W^2 (1 + \exp(y_0))^2}\right) - \left(i - \bar{i}_m - A \exp\left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2 (1 + \exp(y_0))^2}\right)\right) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2 (1 + \exp(y_0))^2}\right) \right].$$

Значения x_0 и y_0 в (18), (19) для заданного i определяются при совместном решении первого уравнения (16) и (17).

На рис. 1 представлены графики $p_0(i)$, построенные на основе (16)–(19) для случая, когда $\sigma_{TL}^2 = \pi \sigma_T^2 W^2 / (2\tau^2)$, $\sigma_c^2 = 0,25$, $\bar{i}_c = 1$ мкА, $\sigma_T^2 = 0,08$ мкА². Кривым 1 и 2 соответствуют значения τ/W , равные 2 и 4. Значение $\sigma_c^2 = 0,25$ соответствует уровню относительно слабой турбулентности, значение $\sigma_T^2 = 0,08$ мкА² выбрано, исходя из характерных для реальных условий значений параметров: $T = 300$ К, $\Delta F_{CT} = 10^8 - 10^9$ Гц, $R = 21 - 210$ Ом. Из приведенных кривых видно сильное влияние отношения τ/W на статистику флуктуаций i . С увеличением τ/W происходит перераспределение флуктуаций i с тенденцией к увеличению симметрии в плотности вероятности i . При этом происходит смещение максимума кривых вправо

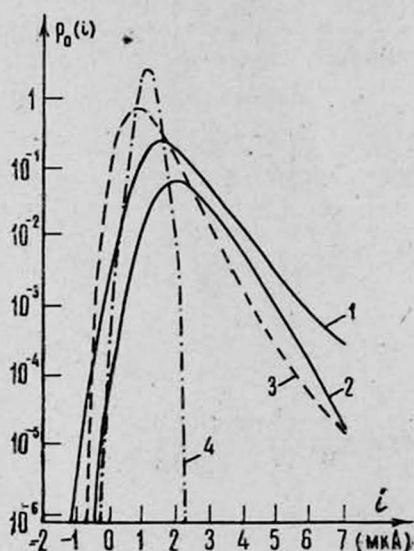


Рис. 1.

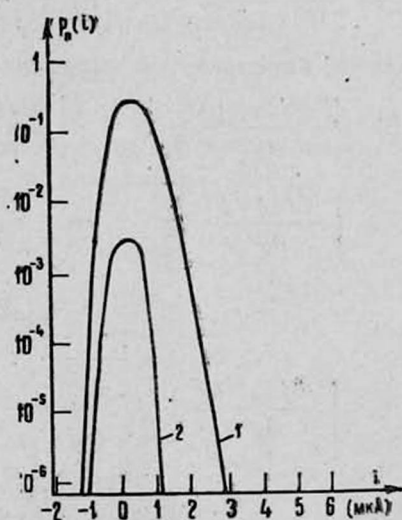


Рис. 2.

от среднего значения сигнального тока $\bar{i}_c$. На том же рисунке для сравнения приведена пунктирная кривая 3, соответствующая случаю учета только мультипликативных помех, обусловленных турбулентностью [4]. Штрих-пунктирная кривая 4 соответствует нормальной плотности вероятности, имеющей место при отсутствии мультипликативных помех, обусловленных турбулентностью и ошибками синхронизации. Значения параметров для кривых 3, 4 те же, что и для кривых 1, 2. Сопоставляя приведенные кривые, можно оценить степень изменения статистики флуктуаций i при последовательном учете помех. Резкое от-

личие кривых 1, 2 от кривых 3, 4 свидетельствует о существенном изменении статистики флуктуаций i при учете ошибок синхронизации.

На рис. 2 приведены кривые $p_0(i)$ для сильных уровней турбулентности ($\sigma_c^2 = 2,25$). Значения $\bar{i}_c$, σ_i^2 и τ/W для кривых 1, 2 те же, что и на рис. 1. При $\sigma_c^2 = 2,25$ максимумы кривых, в отличие от случая $\sigma_c^2 = 0,25$, находятся левее $\bar{i}_c$, что свидетельствует об изменении соотношения между вероятностью пропуска импульса и вероятностью ложного принятия импульса с изменением σ_c^2 .

О степени изменения $p_0(i)$ в зависимости от средней мощности принимаемого сигнального импульса можно судить по кривым рис. 3. Для всех кривых $\bar{i}_c = 10$ мкА, $\sigma_i^2 = 0,8$ мкА², кривым 1, 4 соответствует значение $\sigma_c^2 = 2,25$, а кривым 2, 3 — $\sigma_c^2 = 0,25$. Кривым 1, 2 и 3, 4 соответствуют значения τ/W , равные 1 и 2. Пунктирная ординатная ось соответствует кривой 4. Из приведенных кривых видно, что при относительно больших уровнях сигнального тока статистика флуктуаций i претерпевает более сильные изменения, чем при малых. Так, пиковые значения $p_0(i)$ для кривых 2, 3 разнятся примерно на три порядка, а

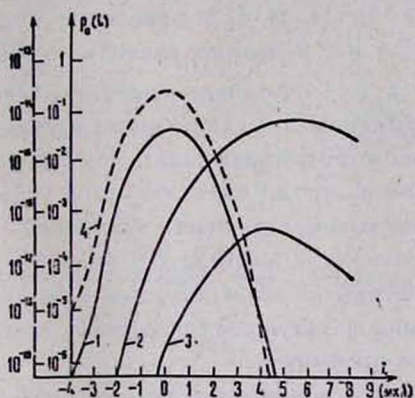


Рис. 3.

при увеличении турбулентности (кривые 1, 4) разница составляет уже ~ 13 порядков. Из вышеизложенного следует, что с увеличением $\bar{i}_c$ эффективность приема оптических импульсов может резко возрасти и, вместе с тем, относительный выигрыш в уменьшении вероятности ошибочного приема будет резко меняться с уровнем турбулентности атмосферного канала и отношения τ/W .

Проведенный анализ соответствует случаю отсутствия аддитивных помех, обусловленных фоновым излучением и темновым током фотоприемника, $\bar{i}_{ш} = 0$, однако все вышеизложенные выводы верны и в случае $\bar{i}_{ш} \neq 0$. Действительно, произведя замену переменной $i' = i - \bar{i}_{ш}$ в (16) — (19), легко видеть, что при $\bar{i}_{ш} \neq 0$ соответствующие кривые смещаются влево вдоль оси абсцисс на величину, равную $\bar{i}_{ш}$.

В гетеродинных системах практический интерес представляет прием слабых сигналов, когда интенсивность оптического гетеродина $I_r(r)$ много больше интенсивности принимаемого оптического сигнала

$\bar{c}(r, t)$ (r —радиус-вектор, задающий координаты точек в плоскости криема, где смешиваются сигнальное и гетеродинное поля).

Для реально существующих оптических фильтров, обеспечивающих время когерентности отфильтрованного фонового излучения $\tau_{\phi} \sim 10^{-12}$ с, и при $\tau > 10^{-10}$ с интермодуляционным членом гетеродинного и фонового излучений можно пренебречь. В дальнейшем рассматривается случай, когда принимаемое оптическое поле практически когерентно, что справедливо, когда радиус приемной апертуры d много больше радиуса ρ_c когерентности принимаемого оптического поля. Считая, что $I_r(r) \gg I_c(r, t)$, для временных интервалов, меньших τ_c , средний ток для оптических импульсов с $\tau \ll \tau_c$ можно представить в виде

$$i(t) = \bar{i}_r + \bar{i}_{ш} + \left(2a \int_S (I_r(r) \langle I_c(r, t) \rangle z)^{1/2} d^2 r \right) \times \\ \times \cos(\omega_{cr} t + \theta_c(t) + \theta_r), \quad (20)$$

где $\langle I_c(r, t) \rangle$ —среднее по ансамблю случайных реализаций значение $I_c(r, t)$, $z = I_c(r, t) / \langle I_c(r, t) \rangle$ —значение нормированной интенсивности, которую при $d \ll \rho_c$ можно считать одинаковой на всей приемной апертуре, $\bar{i}_r$ и $\bar{i}_{ш}$ —средние значения токов, обусловленных соответственно гетеродином и аддитивными шумами (фоновым излучением и темновым током фотоприемника), S —площадь приемной апертуры, ω_{cr} —разностная частота сигнального и гетеродинного излучений, $\theta_c(t)$ и θ_r —фазы колебаний этих излучений. В случае исключения механических нестабильностей $\theta_c(t)$ является случайной величиной, задаваемой оптическим каналом. Но, как показано в [7], при $d \ll \rho_c$ вклад $\theta_c(t)$ в статистику флуктуаций сигнального тока незначителен, и случайностью $\theta_c(t)$ можно пренебречь.

Следует отметить, что в реальных условиях изменения $\theta_c(t)$ могут быть обусловлены также и параллельными переносами фронта сигнального оптического поля, возникающими из-за неоднородностей показателя преломления турбулентного оптического канала, много превосходящих поперечные размеры оптического луча. Однако хорошее соответствие экспериментальных распределений флуктуаций мгновенных значений тока i , полученных в [8] при приеме пространственно-ограниченного оптического луча, с соответствующими теоретическими кривыми, полученными для плоской пространственно-неограниченной волны, свидетельствует о малой вероятности параллельных переносов в реальных условиях и их несущественном вкладе в статистику флуктуаций i .

Таким образом, считая, что при $d \ll \rho_c$ $\theta_c(t)$ практически является постоянной величиной, последнее слагаемое в (20) можно переписать в виде

$$\left(2a \int_S (I_r(r) \langle I_c(r, t) \rangle z)^{1/2} d^2 r \right) \cos(\omega_{cr} t + \theta_{cr}), \quad (21)$$

где θ_{cr} —постоянный фазовый сдвиг между сигнальным и гетеродинным полями. В дальнейшем рассматривается случай $\omega_{cr} = 0$.

Для колоколообразного сигнального импульса

$$\langle I_c(r, t) \rangle = \frac{2 I_c(r) \tau}{\sqrt{2\pi} W} \exp\left(-\frac{2t^2}{W^2}\right), \quad -\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2}, \quad (22)$$

где W — ширина импульса со средней в интервале $\left(-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}\right)$ интенсивностью $I_c(r)$.

Полагая, что дробовые шумы имеют нормальное распределение [3], плотность вероятности флуктуаций тока на входе порогового устройства для временных интервалов, меньших T_0 и τ_c , можно представить в виде

$$p(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sigma_D^2 + \sigma_T^2)} \exp \left[-\frac{1}{2(\sigma_D^2 + \sigma_T^2)} \left(i - \bar{i}_r - \bar{i}_{ш} - A_1 \sqrt{z} \exp\left(-\frac{z_0^2}{W^2}\right) \right)^2 \right], \quad -\frac{\tau}{2} \leq \tau_0 \leq \frac{\tau}{2}, \quad (23)$$

где $\sigma_D^2 = 2e \Delta F G \bar{i}_r$ — дисперсия дробовых шумов при условиях $I_c(r, t) \ll I_r(r)$, $i_r \gg i_{ш}$. В случае, когда $I_r(r) = I_r$, $I_c(r) = I_c$, что легко осуществить при $d \ll \rho_c$,

$$A_1 = 2\alpha \sqrt{\frac{2\tau \Phi_r \Phi_c}{\sqrt{2\pi} W}} \cos(\theta_{cr}) = \sqrt{\frac{8\tau \bar{i}_r \bar{i}_c}{\sqrt{2\pi} W}} \cos(\theta_{cr}), \quad (24)$$

где

$$\Phi_r = I_r S, \quad \Phi_c = I_c S, \quad \bar{i}_r = \sigma \Phi_r.$$

В случае гетеродинного приема при сделанных допущениях γ в (9) будет задаваться выражением

$$\gamma \equiv \gamma_r = \frac{\bar{i}_c \bar{i}_r \cos^2(\theta_{cr})}{2e \Delta F_L G \bar{i}_r + \tau_{TL}^2}. \quad (25)$$

Повторив выкладки, проведенные при выводе (14), для отношения сигнал/шум в случае гетеродинного приема можно получить

$$\gamma_{ст.г} = \frac{8 \bar{i}_c \bar{i}_r \gamma_r \tau \cos^2(\theta_{cr})}{\sqrt{2\pi} W (\gamma_r + 2)(\sigma_D^2 + \sigma_T^2)}. \quad (26)$$

Для стационарной плотности вероятности при повторении рассуждений, проведенных для получения выражений (16)–(19), можно получить следующие выражения:

$$p_{ог}(i) = \frac{2\tau \sqrt{\gamma_r} \exp(y_0)}{\sqrt{2\pi} |B| (\sigma_D^2 + \sigma_T^2) (1 + \exp(y_0))^2 W \sigma_x} \exp \left[-\frac{1}{2(\sigma_D^2 + \sigma_T^2)} \times \right. \\ \times \left(i - \bar{i}_r - \bar{i}_{ш} - A_1 \exp \left(x_0 + \frac{\tau_0^2 \exp(2y_0)}{4W^2(1 + \exp(y_0))^2} \right) \right)^2 - \\ \left. - \frac{\gamma_r \tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^2} - \frac{(x_0 + \sigma_x^2)^2}{2\sigma_x^2} \right], \quad (27)$$

где

$$|B| = b_1 b_2 - b_{12}^2,$$

$$b_1 = -\frac{A_1^2}{\sigma_D^2 + \sigma_T^2} \exp\left(2x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right) + \frac{x_0 + \sigma_x^2}{\sigma_x^2} - \frac{1}{\sigma_x^2},$$

$$b_2 = -\frac{A_1^2}{\sigma_D^2 + \sigma_T^2} \exp\left(2x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right) \left(\frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^3}\right)^2 +$$

$$+ \frac{A_1}{\sigma_D^2 + \sigma_T^2} \left(i - \bar{i}_r - \bar{i}_w - A_1 \exp\left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{4W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right)\right) \times$$

$$\times \exp\left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{4W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right) \left[\left(\frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^3}\right)^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{\tau^2(2 - \exp(y_0)) \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^4}\right] - \frac{\gamma_r \tau^2(2 - \exp(y_0)) \exp(2y_0)}{W^2(1 + \exp(y_0))^4} -$$

$$- \frac{2 \exp(y_0)}{(1 + \exp(y_0))^2},$$

$$b_{12} = \frac{A_1 \tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(\sigma_D^2 + \sigma_T^2)(1 + \exp(y_0))^3} \left[A_1 \exp\left(2x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^2} \right] - \left(i - \bar{i}_r - \bar{i}_w - A_1 \exp\left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{4W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right)\right) \times$$

$$\times \exp\left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{4W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right).$$

Значения x_0 и y_0 в (27) определяются из уравнений

$$\frac{A_1}{\sigma_D^2 + \sigma_T^2} \left(i - \bar{i}_r - \bar{i}_w - A_1 \exp\left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{4W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right) \exp\left(x_0 - \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{4W^2(1 + \exp(y_0))^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\tau^2 \exp(y_0)}{4W^2(1 + \exp(y_0))^2} \right) \frac{\tau^2 \exp(2y_0)}{2W^2(1 + \exp(y_0))^3} - \frac{\gamma_r \tau^2 \exp(2y_0)}{(1 + \exp(y_0))^3} + \frac{1 - \exp(y_0)}{1 + \exp(y_0)} = 0,$$

$$\frac{2W^2(1 - \exp(y_0)(1 + \exp(y_0))^2)}{\tau^2 \exp(2y_0)} - 2\gamma_r = \frac{x_0 + \sigma_x^2}{\sigma_x^2}, \quad (28)$$

где σ_x^2 — дисперсия флуктуаций логарифма нормированной амплитуды принимаемого сигнального поля.

Поскольку выражения для $\rho_{\text{ог}}(i)$ отличаются от соответствующих выражений $\rho_0(i)$ в случае прямого приема видом и значением постоянных коэффициентов, то при гетеродинном приеме справедливы все качественные выводы, сделанные для прямого приема. Вместе с тем наличие гетеродина и учет как тепловых, так и дробовых шумов требуют дополнительного анализа $\rho_{\text{ог}}(i)$. Следует отметить, что тепловые шумы, как правило, при рассмотрении гетеродинных устройств обработки оптических сигналов ранее [8—10] не учитывались. При этом предполагалось, что при применении фотоприемников с достаточно большим G (т. е. фотоумножителей) мощность дробовых шумов гетеродина много больше мощности тепловых

шумов. Между тем в ряде случаев применение фотоумножителей может быть неоправданным или неосуществимым.

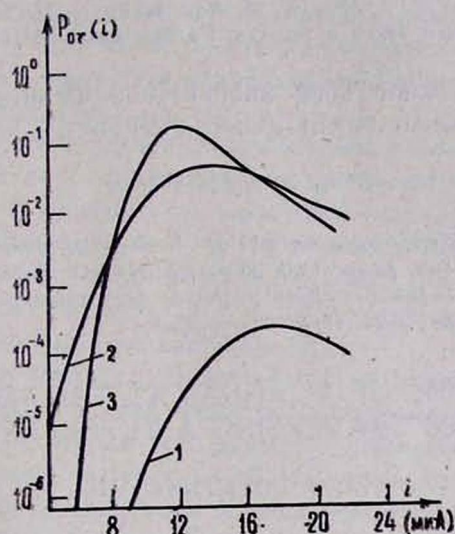


Рис. 4.

В качестве иллюстрации на рис. 4 приведены кривые $p_{ог}(i)$, когда

$$2e \Delta F_L G i_r + \sigma_{iL}^2 = \sqrt{2\pi} W (\sigma_D^2 + \sigma_r^2) (\gamma_r + 2) / (8\gamma_r \tau),$$

для $\Delta F_{ст} = 1/2\tau$, $\bar{i}_{ш} = 0$, $\bar{i}_c = 1$ мкА, $\theta_{ст} = 0$, $\bar{i}_r = 10$ мкА. Для кривых 1 ($\sigma_c^2 = 0,25$) и 2 ($\sigma_c^2 = 2,25$) $\sigma_r^2 = 0,08$ мкА², $\tau/W = 2$, $G = 10^4$. Для кривой 3 $\sigma_c^2 = 2,25$, $\sigma_r^2 = 0,8$ мкА², $G = 10^3$, $\tau/W = 1$. Кривые 1, 2 соответствуют режиму ограничения дробовыми шумами ($\sigma_D^2 \gg \sigma_r^2$). Для кривой 3 $\sigma_D^2 = 0,32$ мкА², и тепловые шумы доминируют ($\sigma_r^2 > \sigma_D^2$). Сравнение кривых 2, 3 показывает, что при одинаковом уровне турбулентности дисперсия флуктуаций i меньше при малых G .

Резюмируя, можно заключить, что для проектирования высокоэффективных оптимальных приемных систем оптических импульсов необходим учет совместного влияния мультипликативных помех, обусловленных оптическим каналом и ошибками синхронизации в приемном устройстве. При этом в случае использования фотоприемников с относительно малым коэффициентом внутреннего усиления в гетеродинных приемных системах необходим учет тепловых шумов наряду с дробовыми шумами гетеродина.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гальярди Р. М., Карп Ш. Оптическая связь. Изд. Связь, М., 1978.
2. Козане А. и др. Оптика и связь. Изд. Мир, М., 1984.
3. Пратт В. К. Лазерные системы связи. Изд. Связь, М., 1972.
4. Казарян Р. А. и др. Оптические системы передачи информации по атмосферному каналу. Изд. Радио и связь, М., 1985.
5. Заездный А. М. Основы расчетов по статистической радиотехнике. Изд. Связь, М., 1969.

6. Teich M. C., Rosenberg J. Opto-electronics, № 3, 63 (1971).
7. Churnside J. H., McIntyre Ch. M. Appl. Opt., 17, 2141 (1978).
8. Churnside J. H., McIntyre Ch. M. Appl. Opt., 17, 2148 (1978).
9. Jakeman E., Oliver C. J., Pike E. R. Adv. in Phys., 24, 349 (1975).
10. Казарян Р. А. Итоги науки и техники, Радиотехника, ВИНТИ, 33 (1984).

ՀՈՍԱՆՔԻ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ՏՈՒՐԲՈՒԼԵՆՏ ՄԹՆՈՒՐՏՈՎ ԱՆՑԱԾ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԸՆԴՈՒՆՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա. Վ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Դիտարկվում է միջուրտային աղմուկների և ընդունիչի սինխրոնիզացիայի սխալների ազդեցությունը օպտիկական իմպուլսների ընդունիչի շեմային սարքի մուտքում առկա ազդանշանային հոսանքի հավանականության բաշխման վրա: Քննարկվում է ինչպես ջերմային, այնպես էլ կոտորակային աղմուկների առկայությունը:

FLUCTUATIONS OF A SIGNAL AT THE RECEPTION OF OPTICAL PULSES TRAVERSING A TURBULENT ATMOSPHERE

A. V. HOVHANNISYAN

The combined influence of multiplicative noise of an atmospheric channel and errors of receiver synchronization on the probability density of signal current fluctuations at the input of a threshold device of optical pulse receiver was considered. Both the thermal and shot noises were taken into account.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 1, 40—44 (1988)

УДК 537.612

К КИНЕТИКЕ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА, НАХОДЯЩЕГОСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Э. Р. ГУРЗАДЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 30 ноября 1986 г.)

Показано, что в гидродинамическом приближении в ионизованном газе, находящемся в постоянном магнитном поле под действием лазерного излучения, может происходить сильное размешивание с экспоненциальной скоростью. Оценено характерное время этой неустойчивости.

В последнее время методы теории динамических систем начинают интенсивно применяться в теоретических и экспериментальных исследованиях с использованием лазерной техники [1—3]. Так, уже найдены примеры явлений, обладающие свойствами странных аттракторов, получены экспериментальные оценки таких теоретически предсказанных параметров, как показатели Ляпунова, энтропия Колмогорова, фрактальная размерность и т. д. [3—5].

В настоящей работе на примере упрощенной модели мы обсудим некоторые кинетические свойства ионизованного газа (для простоты газ будем считать полностью ионизованным), движущегося в постоянном