

УДК 621.396.22.029.7

ФИЗИКА

А. В. Оганесян

Плотность вероятности тока фотоприемника при приеме излучения, прошедшего турбулентную атмосферу

(Представлено чл. корр. АН Армянской ССР Р. А. Казаряном 21/III 1988)

При исследовании высокоэффективных оптических информационных систем возникает необходимость определения статистики флуктуаций тока фотоприемника при наличии флуктуаций принимаемого излучения, а также дробовых и аддитивных тепловых шумов, сопровождающих преобразование оптического излучения в электрический сигнал. В (1) получены выражения плотности вероятности $p_0(i)$ тока i для фотоприемника, работающего в режиме ограничения тепловыми шумами. В этом случае предполагается, что коэффициент внутреннего усиления фотоприемника G достаточно мал, и поэтому дисперсия σ_i^2 тепловых шумов i значительно превосходит дисперсию σ_D^2 дробовых шумов. При приеме относительно слабых оптических сигналов, когда возникает необходимость применения фотоприемников с достаточно большим G , условие $\sigma_i^2 \gg \sigma_D^2$ нарушается и полученные ранее выражения $p_0(i)$ неприменимы. В работе получены выражения $p_0(i)$, применимые при любых соотношениях между σ_i^2 и σ_D^2 , тем самым снимается ограничение на режим работы фотоприемника.

В атмосферных турбулентных каналах без наличия рассеивателей время когерентности τ_c прошедшего через канал амплитудно-стабилизированного излучения $\leq 10^{-3}$ с (2). При этом для высокоинформативных оптических систем с шириной полосы пропускания ΔF практически всегда реализуется условие $\tau_c \gg \frac{1}{\Delta F}$ (2,3). Тогда, принимая, что при приеме амплитудно-стабилизированного излучения плотность вероятности флуктуаций тока фотоприемника описывается нормальным распределением (2,4), для временных интервалов $\Delta t < \tau_c$ плотность вероятности тока i можно представить в виде

$$p_0(i) = \frac{\exp\left[-\frac{(i - z\bar{i}_c - \bar{i}_m)^2}{2(z\bar{i}_c - \bar{i}_m)}\right]}{\sqrt{2\pi(z\bar{i}_c + \sigma_m^2)}}, \quad (1)$$

где \bar{i}_c — среднее значение тока, обусловленного информативным излучением, \bar{i}_m — среднее значение аддитивного шумового тока, обусловленного фоновым излучением и темновым током фотоприемника, $\sigma_m^2 =$

$=(\alpha \bar{i}_w + \sigma_T^2)$ — дисперсия аддитивных шумов, $\sigma_T^2 = \frac{kT\Delta F}{R}$, T — температура, R — эквивалентное сопротивление нагрузки фотоприемника, k — постоянная Больцмана, $\alpha = 2e\Delta FG$, e — заряд электрона. Величина z в (1) соответствует значению нормированных к среднему флуктуаций мощности информативного излучения на входе фотоприемника. Корректность (1) ограничивается ошибкой аппроксимации* $\epsilon(i)$ (2)

$$\epsilon(i) = \frac{1 - \operatorname{erf}(c_2 \sqrt{c_1})}{2\sqrt{2\pi(\alpha(\bar{i}_c + \bar{i}_w) + \sigma_T^2)}} \exp\left[-\frac{\bar{i}_c + \bar{i}_w}{2\alpha} - \frac{i^2}{2\sigma_T^2} + \frac{c_1 c_2^2}{4}\right], \quad (2)$$

где
$$c_1 = \frac{\alpha \sigma_T^2 (\bar{i}_c + \bar{i}_w)}{2(\alpha(\bar{i}_c + \bar{i}_w) + \sigma_T^2)}, \quad c_2 = \frac{i}{\sigma_T} + \frac{1}{\alpha},$$

$$\operatorname{erf}(c_2 \sqrt{c_1}) = (2\sqrt{c_1/\pi}) \int_0^{c_2} \exp(-c_1 x^2) dx.$$

Численный анализ (2) показывает наличие максимума $\epsilon_{\max}(i_0)$ у $\epsilon(i)$ (i_0 — точка максимума). При этом с ростом $(\bar{i}_c + \bar{i}_w)$ $\epsilon_{\max}(i_0)$ быстро убывает. Так, при $\sigma_T^2 = 0.8 \text{ мкА}^2$, $G = 10^3$, $\Delta F = 10^6 \text{ Гц}$, $(\bar{i}_c + \bar{i}_w)$, равном 1 и 10 мкА, $\epsilon_{\max}(i_0)$ равны соответственно $\sim 1.5 \cdot 10^{-8}$ и $2.9 \cdot 10^{-38}$, что составляет $6.4 \cdot 10^{-6}$ и $2 \cdot 10^{-43}\%$ от значения $\rho(i_0)$, задаваемого (1) при отсутствии флуктуаций принимаемого излучения ($z=1$). Наряду с этим наблюдается увеличение $\epsilon_{\max}(i)$ с ростом G . Так, при увеличении G до 10^4 ошибка в $\rho(i_0)$ для $\bar{i}_c + \bar{i}_w = 1 \text{ мкА}$ составляет 14%, в то время как при $G = 10^3$ составляла $6.4 \cdot 10^{-6}\%$. Таким образом, соблюдая определенную осторожность в выборе соотношения между параметрами, входящими в (2), можно добиться требуемого уровня $\epsilon_{\max}(i)$, ограничивающего сверху величину ошибки в $\rho(i)$.

Для временных интервалов, больших τ_c , величина z в (1) является случайной и плотность ее для турбулентных атмосферных каналов хорошо аппроксимируется логнормальным распределением^(1,3). Тогда для достаточно больших временных интервалов $\Delta t \gg \tau_c$ стационарную плотность вероятности $\rho_0(i)$ тока i можно представить в виде

$$\rho_0(i) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\exp\left[-\frac{(i - z\bar{i}_c - \bar{i}_w)^2}{2(\alpha z \bar{i}_c + \sigma_w^2)} - \frac{(\ln z + \sigma_c^2/2)^2}{2\sigma_c^2}\right]}{\sqrt{\sigma_c^2(\alpha z \bar{i}_c + \sigma_w^2)z}} dz, \quad (3)$$

где σ_c^2 — задаваемая турбулентным каналом дисперсия $\ln z$. Перейдя в (3) к интегрированию по $\ln z$ и применив метод наискорейшего спуска^(1,3), для $\rho_0(i)$ можно получить следующее выражение:

$$\rho_0(i) = \frac{\exp\left[-\gamma^2/2\beta - \frac{(\ln z_0 + \sigma_c^2/2)^2}{2\sigma_c^2}\right]}{\sqrt{2\pi \left[(\alpha \gamma z_0 \bar{i}_c / \beta)^2 + \alpha \sigma_c^2 z_0 \bar{i}_c \left(4\gamma \bar{i}_c z_0 - \gamma^2 - \alpha z_0 \bar{i}_c \right) 2\beta - z_0 \bar{i}_c z_0^2 \left(\gamma - \bar{i}_c z_0 - \frac{\sigma_c^2}{2} \right) + \beta \right]}}, \quad (4)$$

* Соответствующая формула в (2) содержит опечатки.

где $\gamma = I - \bar{i}_c z_0 - \bar{i}_w$, $\beta = \alpha z_0 \bar{i}_c + \sigma_w^2$, а z_0 определяется из уравнения

$$\gamma z_0 \bar{i}_c / \beta + \gamma^2 \alpha z_0 \bar{i}_c / 2\beta^2 - \alpha z_0 \bar{i}_c / 2\beta - (\ln z_0 + \sigma_c^2 / 2) / \sigma_c^2 = 0. \quad (5)$$

На рис. 1 изображены кривые $p_0(i)$. По оси ординат отложены значения $p_0(i)$, по оси абсцисс — значения i в микроамперах. Для

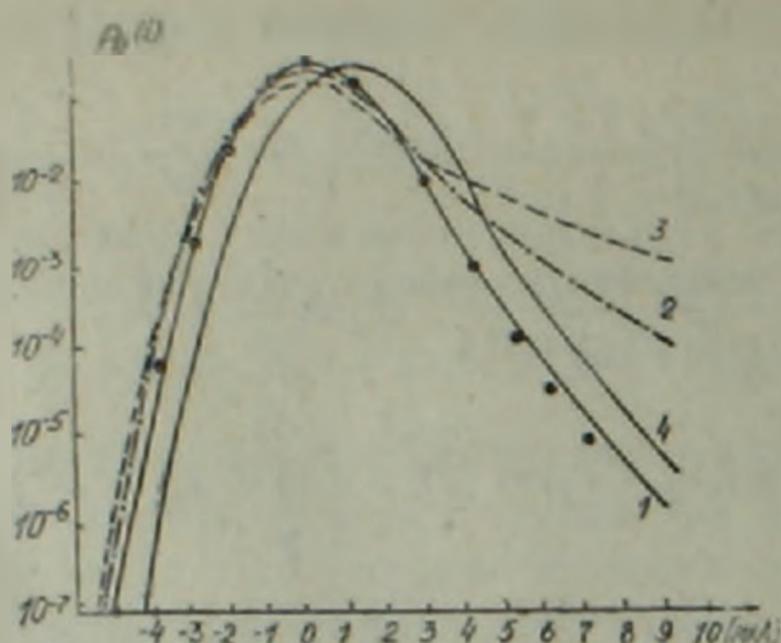


Рис. 1 Кривые плотности вероятности флуктуаций тока на выходе фотоприемника при доминировании тепловых шумов.

всех кривых $\Delta F = 10^6$ Гц, $G = 10^3$, $\bar{i}_c = 1$ мкА, $\sigma_T^2 = 0,8$ мкА². Из кривых 1, 2, 3 (σ_c^2 соответственно равно 0,25, 0,5, 1,5 и $\bar{i}_w = 0,1$ мкА) видно влияние уровня турбулентности атмосферного канала на статистику флуктуаций тока фотоприемника. Кривая 4 соответствует случаю $\bar{i}_w = 1$ мкА, $\sigma_c^2 = 0,25$. Для всех кривых $\sigma_D^2 = \alpha(\bar{i}_c + \bar{i}_w) \approx 0,032$ мкА² $<$ $\sigma_T^2 = 0,8$ мкА². Несмотря на это, сравнение кривой 4 с 1 показывает, что даже в случае ограничения режима работы фотоприемника тепловыми шумами, когда G относительно велико, влияние дробовых шумов может быть значительным. Так, помимо смещения кривой 4 вправо по сравнению с 1, что характерно для режима ограничения тепловыми шумами (см. (2)), происходит увеличение дисперсии флуктуаций i ; кривая 4 шире кривой 1. Более того, даже при пренебрежимо малом $\bar{i}_w = 0,1$ мкА по сравнению с \bar{i}_c также наблюдается некоторое различие. Для сравнения на кривую 1 наложены дискретные значения $p_0(i)$, взятые из (1) для случая $\sigma_D^2 = 0$. Из рисунка видно, что при совпадении параметров \bar{i}_c , σ_T^2 , σ_c^2 все же существуют различия между плотностями вероятностей в обоих случаях, особенно при больших отклонениях i от \bar{i}_c . Различия являются следствием больших отклонений мощности принимаемого оптического сигнала от его среднего уровня, когда вклад дробовых шумов сигнального тока может быть значителен из-за большой величины z , задающей величину дисперсии дробовых шумов сигнального тока — $\sigma_D^2 = \alpha z \bar{i}_c$ на временных интервалах $\Delta t < z_c$. На рис. 2 показаны кривые $p_0(i)$ для случая, когда $\sigma_D^2 > \sigma_T^2$. Кривым 1, 2, 3 соответствуют значения G , равные 10^3 , 10^4 , 10^5 . Для всех кривых $\bar{i}_c = 100$ мкА, $\bar{i}_w = 10$ мкА, $\sigma_T^2 = 0,8$ мкА²,

$\sigma_c^2 = 1.5$. Из кривых видно, как меняется статистика i , когда для сохранения заданного уровня $\bar{i}_c = 100 \mu\text{A}$ уменьшение уровня оптического сигнала на входе фотоприемника компенсируется увеличением

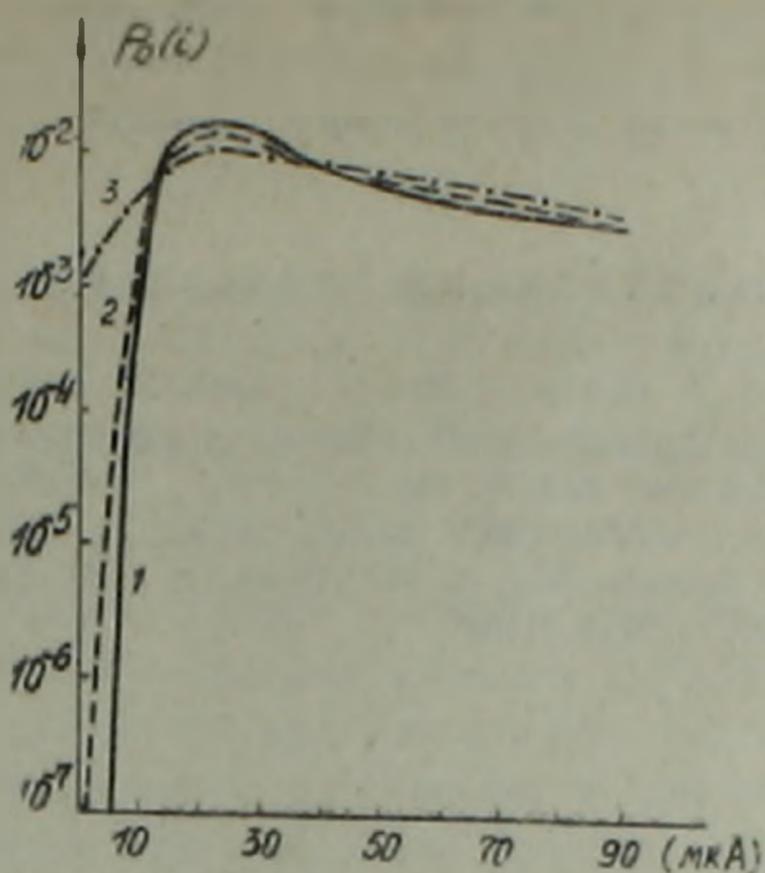


Рис. 2. Кривые плотности вероятности флуктуаций тока на выходе фотоприемника при доминировании дробовых шумов

коэффициента усиления фотоприемника. С ростом G дисперсия флуктуаций i резко возрастает. При этом существенное изменение претерпевает статистика i в области малых значений i , в то время как в области положительных i при больших отклонениях i от \bar{i}_c статистика флуктуаций i определяется в основном уровнем турбулентности атмосферы. Наряду с этим, из кривых видно, что их максимумы задаются в основном величиной \bar{i}_w . Указанные особенности будут играть решающую роль в формировании эффективности приема относительно слабых оптических сигналов оптимальными и квазиоптимальными приемными системами.

Резюмируя, можно заключить, что помимо того, что полученные выражения снимают необходимость выбора режима работы фотоприемника, они более точно описывают статистику флуктуаций тока на выходе фотоприемника, чем ранее известные (¹), полученные для фотоприемников, работающих в режиме ограничения тепловыми шумами.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Ա. Վ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ֆոտոռեդուկցիոն հոսանքի տատանումների բաշխումը
տուրբուլենտ մթնոլորտով անցած ճառագայթման
ընդունման դեպքում

Դիտարկվում է մթնոլորտային կանաչի աղմուկների ազդեցությունը ֆոտոռեդուկցիոն ելային հոսանքի տատանումների հավանականության բաշխման վրա: Հաշվի են առնվում ինչպես կոտորակային, այնպես էլ ջերմային

աղմուկները: Ստացված արտահայտությունները հանում են ֆոտոդեդուկտի
ռեժիմի ընտրման անհրաժեշտությունը, բացի այդ նրանք ավելի ճշգրտորեն
են նկարագրում ելային ազդանշանի տատանումների վիճակագրությունը, քան
մինչ այդ հայտնի արտահայտությունները, որոնք նկարագրում են ազդանշանի
տատանումների վիճակագրությունը ջերմային աղմուկներով սահմանափակ-
ման ռեժիմում աշխատող ֆոտոդեդուկտի համար:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Г Р И Ц Կ Ա Ն Ի Թ Յ ՈՒ Ն

- ¹ P. A. Казарян, А. В. Оганесян, Изв. АН АрмССР. Физика, т. 13, с. 491 (1978).
² P. A. Казарян, А. В. Оганесян, К. П. Погосян и др. Оптические системы передачи информации по атмосферному каналу, Радио и связь, М., 1985. ³ M. C. Teich, S. C. Rosenherg, Appl. Opt., v. 12, p. 2616 (1973). ⁴ E. N. Gilbert, H. O. Pollak, The Bell System Technical Journal, №3, p. 333 (1960). ⁵ J. H. Churnside, Ch. M. McIntyre, Appl. Opt., v. 17, p. 2141 (1978).