

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАДИОПРИЕМНОЙ АППАРАТУРЫ

И. Л. Берштейн, К. А. Горонина

Сопоставляются величины порогового сигнала при использовании усилителей разных типов с одинаковыми значениями коэффициента шума и полосы пропускания. Показано, что при компенсационном и модуляционном методах приема уровень порогового сигнала зависит от типа усилителя.

Шумовые свойства высокочастотного усилителя обычно определяют коэффициентом шума N или так называемой шумовой температурой $\Delta T = (N-1) T_0$, где $T_0 = 290^\circ$. Однако если рассмотреть систему, содержащую усилитель и элементы схемы, обычно следующие за усилителем, то, как будет показано ниже, параметры усилителя N и эффективная полоса пропускания Π (при вполне определенных параметрах последующих элементов) не будут полностью определять чувствительность (т. е. пороговый сигнал) системы в целом. Это будет проиллюстрировано на примерах трех типов усилителей.

Положим для определенности, что после усилителя следует квадратичный детектор. Постоянная составляющая на его выходе I пропорциональна мощности на входе усилителя, равной сумме мощности собственных шумов $P_{\text{ш}}$ и мощности сигнала P_c . Изменяя величину P_c от одного известного значения до другого известного значения и наблюдая при этом изменение величины I , определяют численное значение N того или иного усилителя. Мощность собственных шумов усилителя равна

$$P_{\text{ш}} = k\Pi(N-1)T_0, \quad (1)$$

где k —постоянная Больцмана.

Однако в практических условиях радиоприема обычно обнаружение сигнала отнюдь не происходит по наблюдению величины I . При приеме шумового сигнала, как это имеет место, например, в радиоастрономии, применяется компенсационный или модуляционный метод, позволяющий обнаруживать сигнал мощностью $P_c \ll P_{\text{ш}}$. При этом величина I непосредственно значения не имеет: чувствительность системы ограничивается и определяется (принципиально) уровнем низкочастотных флюктуаций, существующих наряду с постоянной составляющей I на выходе детектора. При приеме импульсных сигналов также величина I непосредственного значения не имеет: существует уровень флюктуаций на выходе детектора в полосе частот шириной примерно $1/\tau$, где τ —длительность импульса (полоса частот видеоусиления).

Обозначим спектральную плотность флюктуаций на частоте F на выходе детектора \bar{i}_F^2 . При компенсационном и модуляционном методах среднеквадратичная флюктуация на выходе установки в целом будет пропорциональна $\delta i = \left| \sqrt{\bar{i}_F^2 \Delta F} \right|_{F=0}$, где ΔF —это полоса частот на выходе системы, равная по порядку величины $1/\tau_n$ (τ_n —постоянная времени выходной цепи, т. е. так называемое время наблюдения).

Определим полезный эффект на выходе установки. Положим, что при отсутствии сигнала на входе усилителя имеется мощность собственных шумов $P_{ш}$ и мощность излучения „фона“ $P_{ф}^*$. При этом

$$I = \beta_0 (P_{ш} + P_{ф}) = \beta_0 k \Pi [(N-1) T_0 + T_{ф}], \quad (2)$$

где β_0 — аппаратный коэффициент. При включении сигнала мощностью $P_c \ll P_{ш} + P_{ф}$ получим приращение I на величину $\Delta I = \beta_0 P_c$. При применении компенсационного метода полезный эффект на выходе установки пропорционален этой величине. Приравнявая ΔI величине δi , найдем мощность порогового сигнала

$$P_n = \frac{\delta i}{\beta_0} = \frac{I}{\beta_0} \frac{\delta i}{I} = \left\{ k \Pi [(N-1) T_0 + T_{ф}] \right\} \frac{\delta i}{I}. \quad (3)$$

Легко видеть, что множитель $\delta i/I$ определяет то улучшение, которое дает применение компенсационного метода (обратную величину $I/\delta i$ называют выигрышем компенсационного метода). При модуляционном методе величина P_n также будет определяться формулой (3), если ввести дополнительный коэффициент, зависящий от закона модуляции (коммутации) сигнала. При модуляции по закону меандра этот коэффициент равен $\pi/\sqrt{2}^{**}$.

Первый множитель в выражении (3) для порогового сигнала, заключенный в фигурные скобки, полностью определяется параметрами усилителя Π и N и величиной $T_{ф}$. Обратимся к рассмотрению второго множителя $\delta i/I$. Ниже будет показано, что значение этой величины, вообще говоря, зависит от типа усилителя.

Начнем с обычного усилителя (типа прямого усиления или супергетеродинного типа). Принимая для простоты расчетов полосу пропускания усилителя прямоугольной, имеющей ширину Π , и обозначая равномерную спектральную плотность напряжения на выходе усилителя через ω , имеем на выходе квадратичного детектора:

$$I = \beta \omega \Pi, \quad \overline{i_F^2} = \begin{cases} 2\beta^2 \omega^2 (\Pi - F) & \text{при } F \ll \Pi; \\ 0 & \text{при } F \geq \Pi, \end{cases} \quad (4)$$

где β — аппаратный коэффициент. При этом

$$\frac{\delta i}{I} = \sqrt{\frac{2\Delta F}{\Pi}}. \quad (5)$$

Подчеркнем, что приведенное выражение для $\overline{i_F^2}$ было получено в предположении о независимости амплитуд отдельных составляющих спектра напряжения (что имеет место при нормальном законе распределения вероятностей напряжения) на входе детектора.

Рассмотрим теперь одноконтурный параметрический усилитель. Его эквивалентная схема изображена на рис. 1. Сопротивление контура R является суммой сопротивления источника сигнала r_c , сопротивления нагрузки r_n и сопротивления потерь контура r_g . Положим, что емкость контура меняется по закону $C = C_0 + \Delta C \sin(2\pi\nu t)$, где ν — частота накачки, $C_0 = \text{const}$, $\Delta C \ll C_0$ и $1/\sqrt{LC_0} = 2\pi\nu/2$. Последовательно в контур включена ЭДС.

* В радиоастрономии ее обычно характеризуют фоновой температурой антенны $T_{ф}$.

** Этот коэффициент учитывает, что эффективная полоса шумов на выходе получается вдвое большей введенной выше полосы ΔF .

Особенностью параметрического усилителя является то, что под воздействием ЭДС частоты f в контуре возникают колебания не только частоты f , но и частоты $\nu - f^*$. Если обозначить (в комплексной записи) амплитуду тока частоты f в контуре $I(f)$, то для амплитуды тока частоты $\nu - f$ имеет место соотношение

$$\bar{I}(\nu - f) = \frac{\Delta C}{4\pi f C_0^2 \bar{Z}(\nu - f)} \bar{I}^*(f), \tag{6}$$

где звездочка означает комплексно-сопряженную величину, а $\bar{Z}(\nu - f)$ — импеданс цепи для частоты $\nu - f$.

Заметим, что усиление по мощности, даваемое усилителем при f , близком к $\nu/2$, пропорционально величине

$$\frac{1}{[1 - (\Delta C)^2 / 4\pi^2 \nu^2 C_0^4 R^2]^2} = \frac{1}{(1 - \alpha^2)^2}. \tag{7}$$

Ограничиваясь частотами f , близкими к $\nu/2$, мы можем в (6) заменить $\bar{Z}(\nu - f)$ на R , f на $\nu/2$ и написать

$$\bar{I}(\nu - f) = \alpha \bar{I}^*(f). \tag{8}$$

В рассматриваемой схеме имеется определенная (динамическая) зависимость между колебаниями частот f и $\nu - f$.

После параметрического усилителя обычно следует усилитель обычного типа. Если его полоса настолько широка, что пропускаются и частоты f , и частоты $\nu - f$, то на вход детектора поступают колебания, в спектре которых имеется указанная выше зависимость между амплитудами частот f и $\nu - f$. Найдем значения I и i_F^2 на выходе квадратичного детектора в этом случае. Обозначим w_f спектральную плотность напряжения на входе детектора, создаваемую спектральной плотностью ЭДС лишь на той же частоте f (т. е. без учета воздействия ЭДС частоты $\nu - f$). Для I легко найти соотношение:

$$I = \beta \int_0^\infty [w_f + \alpha^2 w_{\nu - f}] df. \tag{9}$$

Расчет величины i_F^2 более сложен. Он может быть проделан, например, по методу, примененному в работе [1]. После проведения выкладок получим, что**

$$\bar{i}_F^2 = 2\beta^2 \int_0^\infty w_f [(1 + \alpha^2)^2 w_{f+F} + 2\alpha^2 (w_{\nu - f - F} + w_{\nu - f + F})] df. \tag{10}$$

При $\alpha = 0$ получается формула для обычного случая, соответствующая полной независимости амплитуд спектральных компонент.

Для наглядной иллюстрации результата расчетов обратимся к рис. 2. Здесь кривая 1 является резонансной кривой параметрического усилителя. Допустим, что резонансная кривая следующего за ним обычного усилителя прямоугольная и середина ее совпадает с настройкой кон-

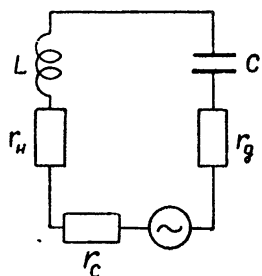


Рис. 1.

* Колебания частоты $\nu + f$ не рассматриваем, так как эта частота весьма далека от частоты контура.
** Формулы (9) и (10) верны, если α не зависит от f и $w_f \equiv 0$ при $f > \nu - F$.

тура $\nu/2$ (она изображена на рис. 2 пунктирной кривой 2); кроме того, будем для простоты считать, что в пределах ее ширины Π спектральная плотность $\omega_f = \omega = \text{const}$. В этом случае (9) и (10) дают:

$$I = \beta (1 + \alpha^2) \omega \Pi, \quad i_F^2 = \begin{cases} 2\beta^2 [(1+\alpha^2)^2 + 4\alpha^2] \omega^2 (\Pi - F) & \text{при } F \leq \Pi; \\ 0 & \text{при } F \gg \Pi. \end{cases} \quad (11)$$

Отсюда находим:

$$\frac{\delta i}{I} = \sqrt{\frac{2\Delta F}{\Pi}} \sqrt{1 + \frac{4\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2}}. \quad (12)$$

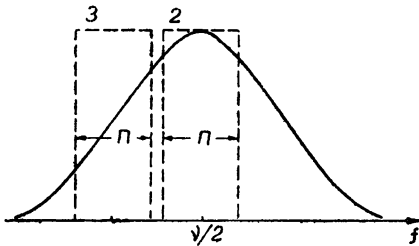


Рис. 2

Величина α близка на практике к 1, и значение второго корня можно считать равным $\sqrt{2}$. Сравнивая с (5), видим, что в этом случае пороговый сигнал в $\sqrt{2}$ раз больше, чем для обычного усилителя при тех же значениях N и Π .

Положим теперь, что полоса усилителя, следующего за параметрическим, не охватывает частоты $\nu/2$ (на рис. 2 пунктирная кривая 3). В этом случае в ее пределах нет спектральных компонент, амплитуды которых связаны определенной зависимостью, и $\delta i/I$ имеет обычное значение (5).

Заметим, что коэффициент шума рассматриваемого параметрического усилителя при приеме шумового сигнала, имеющего широкий спектр, равен

$$N = 1 + \frac{r_g}{r_c} \frac{T_g}{T_0} + \frac{r_n}{r_c} \frac{T_n}{T_0}, \quad (13)$$

где T_g и T_n — температуры соответственно элементов контура (точнее говоря — переменного конденсатора, дающего основной вклад в потери контура) и нагрузки. Применение циркулятора позволяет исключить последнее слагаемое в (13).

Подчеркнем, что (13) справедливо в обоих случаях: и когда полоса последующего усилителя Π охватывает частоту $\nu/2$, и когда он расстроен относительно этой частоты. Из предыдущего следует, что второй случай предпочтительней. Надо, однако, иметь в виду, что в последнем случае падает используемое усиление параметрического усилителя (это приводит к тому, что шумы последующего усилителя становятся существенными) и сокращается возможность увеличения полосы Π .

Теперь перейдем к рассмотрению усилителя сверхрегенеративного типа. Здесь мы имеем дело со вспышками колебаний, происходящими периодически, с частотой суперного напряжения $F_q = 1/T_q$. Положим, что на усилитель подается лишь шумовой сигнал*. Амплитуда колебаний во время вспышки определяется случайной начальной амплитудой a . Выход квадратичного детектора, следующего за таким усилителем, можно записать в форме:

* В этом случае дальнейшие рассуждения в равной мере относятся и к обычному сверхрегенератору, и к параметрическому усилителю в сверхрегенеративном режиме.

$$i = \beta a^2 \Phi(t) = \beta a^2 [\Phi_0 + \Phi_1 \cos(2\pi F_q t + \psi_1) + \Phi_2 \cos(4\pi F_q t + \psi_2) + \dots], \quad (14)$$

где a —случайная функция времени, постоянная на протяжении каждого периода суперизации, а $\Phi(t)$ —периодическая функция с периодом T_q . Введем $x = a^2 - \overline{a^2}$, где черта здесь и в дальнейшем означает усреднение по всем вспышкам. Спектр i содержит дискретную компоненту на нулевой частоте

$$I = \beta \overline{a^2} \Phi_0, \quad (15)$$

дискретные компоненты на частотах, кратных F_q , с амплитудами $\beta \overline{a^2} \Phi_1$, $\beta \overline{a^2} \Phi_2$, ... и сплошной спектр, интенсивность которого определяется статистическими свойствами величины x^* . Из (14) следует, что в сплошном спектре амплитуды частот F , $F_q \pm F$, $2F_q \pm F$ и т. д. связаны динамическими соотношениями.

Для расчета δi необходимо знать статистические свойства величины a . Приняв для нее релеевский закон распределения вероятности $p(a) = (a/\sigma) e^{-a^2/2\sigma}$, имеем:

$$\overline{a^2} = 2\sigma; \quad \overline{x^2} = \overline{(a^2 - \overline{a^2})^2} = \overline{a^4} - (\overline{a^2})^2 = 4\sigma^2. \quad (16)$$

Требуется еще найти спектральную плотность x . Это легко сделать, предполагая, что режим сверхрегенерации таков, что амплитуда вспышки не зависит от амплитуды предыдущей вспышки. Это будет иметь место в том случае, если среднее время затухания системы много меньше периода суперизации T_q : колебания, имеющие место во время вспышки, практически полностью затухают к началу следующей вспышки. Отметим, что при этом резонансная кривая усилителя будет практически гладкая, неизрезанная.

Положив, что значение a , а следовательно, и x некоррелировано меняется от вспышки к вспышке, можем написать для функции корреляции x :

$$\overline{x(t)x(t+\tau)} = \begin{cases} \overline{x^2} \left(1 - \frac{\tau}{T_q}\right) = 4\sigma^2 \left(1 - \frac{\tau}{T_q}\right) & \text{при } \tau \leq T_q; \\ 0 & \text{при } \tau \geq T_q. \end{cases} \quad (17)$$

Отсюда находим спектральную плотность x :

$$\overline{x_F^2} = 4 \int_0^\infty \overline{x(t)x(t+\tau)} \cos(2\pi F\tau) d\tau = \frac{8\sigma^2}{\pi^2 T_q F^2} \sin^2(\pi T_q F). \quad (18)$$

Положив здесь $F = 0$ и пользуясь (14), имеем:

$$\overline{x_F^2} = 8\sigma^2 T_q; \quad \overline{i_F^2} = \beta^2 \Phi_0^2 8\sigma^2 T_q. \quad (19)$$

Интересующее нас отношение $\delta i/I$ оказывается равным

$$\frac{\delta i}{I} = \sqrt{\frac{2\Delta F}{F_q}}. \quad (20)$$

* Наличие дискретно-сплошного спектра для этого случая было установлено теоретически и проверено экспериментально в работе [2].

Этот же результат получится, если усилить часть спектра тока i , при-
мыкающую к частоте F_q (или к ее гармоникам), а затем вновь
продетектировать.

Полученное значение $\delta i/I$ в $\sqrt{\Pi/F_q}$ раз больше, чем в случае обыч-
ного усилителя (см. (5)). Полоса пропускания сверхрегенератора Π
существенно больше F_q . Она может быть приближенно оценена вели-
чиной $1/\tau_b$, где τ_b — длительность вспышки. Обычно $\tau_b = (0,1 \div 0,25) T_q$.

Следовательно, усилитель сверхрегенеративного типа дает (при
применении модуляционного или компенсационного метода) пороговый
сигнал, примерно в $2 \div 3$ раза больший (по мощности), чем дал бы
обычный усилитель *при тех же значениях N и Π* .

Выше предполагалось, что амплитуда от вспышки к вспышке
меняется некоррелированно. Если же корреляция амплитуд будет иметь
место, то, как нетрудно заметить, это приведет к еще большему уве-
личению отношения $\delta i/I$.

Проведенный анализ показывает, что чувствительность радиоприем-
ной аппаратуры в целом отнюдь не определяется лишь значениями N ,
 Π и ΔF (или временем наблюдения τ_n); она существенно зависит также
от характера зависимостей, которые могут быть между амплитудами
различных спектральных компонент напряжения на выходе усилителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Берштейн, ЖТФ, 11, 302 (1941).
2. С. И. Боровицкий, ДАН СССР, 74, 233 (1950).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
8 февраля 1961 г.

ON SENSITIVITY OF RADIO RECEIVER

I. L. Bershtein, K. A. Goronina

Values of the threshold signals in various types of amplifiers possessing the same
noise factors and transmission bands are compared. It is shown, that in the case of com-
pensation and modulation methods of reception, the threshold signal level depends on amp-
lifier type.