

Dodatek I .

Dyspersja szumowa elektrometrów.

Odwołajmy się do równania (284) opisującego sprowadzony na wejście wzmacniacza elektrometrycznego rozkład gęstości widmowej mocy szumów.

$$\frac{d\langle V_{Ni}^2 \rangle}{df} = \frac{4kTR_G}{[1+(\omega R_G C_i)^2]} + \frac{2qI_G R_G^2}{[1+(\omega R_G C_i)^2]} + \frac{2.8kT}{g'_m} + \frac{d\langle V_F^2 \rangle}{df} \quad (\text{I-1})$$

Przypomnijmy również, że dotyczy ono wzmacniacza ze złączowym tranzystorem polowym na wejściu. Ostatni człon tego równania, reprezentujący szum nadmiarowy JFET'a, przedstawiono uprzednio w skróconym zapisie formułą (283)

$$\frac{d\langle V_F^2 \rangle}{df} = \frac{A}{f} \{ \arctan(af) - \arctan(bf) \} \quad (\text{I-2})$$

W zakresie częstotliwości pozwalającym wyraźnie odróżnić efekty zaburzeń szumowych od dryfu, gdy $af \gg 1 \gg bf$, w równaniu (I-2) można zaniedbać drugi składnik sumy algebraicznej redukując je do postaci

$$\frac{d\langle V_F^2 \rangle}{df} \cong \frac{A}{f} \arctan(af) \quad (\text{I-3})$$

Widma wymienionych szumów ulegają modyfikacji w dolnoprzepustowym torze transmisyjnym sygnału. Dla prostoty obliczeń założmy, że charakterystykę przenoszenia wzmacniacza determinuje stopień inercyjny pierwszego rzędu o dominującej stałej czasowej τ . Jego charakterystykę amplitudową zapiszemy zatem w formie ogólnej jako

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \quad (\text{I-4})$$

Zważywszy, że szumy układów liniowych przenoszone są z kwadratem ich przepustowości nie trudno wyznaczyć rozkłady widmowe poszczególnych ich składowych na wyjściu wzmacniacza, a w dalszej konsekwencji obliczyć ich kontrybucje do globalnej wariancji szumu. Wyniki takich procedur obliczeniowych zestawiono poniżej.

Wariancja szumu termicznego rezystancji wejściowej R_G .

$$\langle V_{R_G}^2 \rangle = 4kTR_G \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{[1+(\omega R_G C_i)^2][1+(\omega\tau)^2]} = \frac{kTR_G}{[(R_G C_i) + \tau]} \quad (\text{I-5})$$

Wariancja szumu śrótoowego prądu bramki JFET'a I_G .

$$\langle V_{I_G}^2 \rangle = 2qI_G R_G^2 \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{[1+(\omega R_G C_i)^2][1+(\omega\tau)^2]} = \frac{qI_G R_G^2}{2[(R_G C_i) + \tau]} \quad (\text{I-6})$$

Wariancja szumu termicznego kanału JFET'a

$$\langle V_{kan}^2 \rangle = \frac{2.8 kT}{g_m'} \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\omega}{[1 + (\omega\tau_i)^2]} = \frac{0.7 kT}{g_m' \tau} \quad (I-7)$$

Wariancja szumu nadmiarowego $1/f$

$$\langle V_{nadm}^2 \rangle = A \int_0^\infty \frac{\arctan(af) df}{f [1 + (2\pi f \tau)^2]} \Big|_{a > 2\pi\tau} = \frac{A\pi}{2} \ln \left[1 + \frac{a}{2\pi\tau} \right] \quad (I-8)$$

Jak należało oczekiwać, wariancje szumu termicznego kanału i szumu nadmiarowego tranzystora polowego nie zależą od stałej czasowej $R_R C_i$ obwodu wejściowego wzmacniacza, zatem „wygładzanie” fluktuacji szumowych tych źródeł możliwe jest jedynie przez odpowiedni dobór wartości stałej czasowej τ obwodu całkującego wzmacniacza. W przypadku dwu pierwszych składowych szumu są one tłumione działaniem obu obwodów, wejściowego $R_G C_i$ oraz dominującego obwodu całkującego elektrometru Ze względu na założenia wysoką wartość rezystancji wejściowej wzmacniacza elektrometrycznego pożądaną wysoką wartość stałej czasowej $R_G C_i$ osiągnąć można przy relatywnie niewielkiej (a więc i małostratnej) pojemności wejściowej.

Materiały źródłowe

Г.М.Фихтенгольд.: Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. II. Гостехиздат, Москва, 1948.