няно із звичайним вимірюванням або зменшує вплив наступних за інструментальним підсилювачем вимірювальних засобів, зокрема вимірювальної карти, або істотно зменшує вимоги щодо точності цих засобів.

1. Дорожовець М.М. Математична модель інструментальної похибки вимірювальної системи томографії електричної провідності // Вісник ДУ "Львівська політехніка". № 389. С. 9–17. 2000. 2. Dorożowiec M. Analiza błędu instrumentalnego przy odtwarzaniu konduktywności metodą tomograficzną. Materiały XXXII Międzyuczelnianą Konferencji Metrologów. MKM'2000. Rzeszów-Jawor. 2000. T.1. S.251-256. 3. Дорожовець М. Аналіз сумісного впливу методичної та інструментальної похибок томографії провідності // Вимірювальна техніка та метрологія. – Львів. – 2002. – №.59. – С. 115–117. 4. Дорожовець М. Оцінювання впливу інструментальної похибки на точність відтворення просторового розподілу провідності // Вимірювальна техніка та метрологія. Львів. – 2002. – № 59. – С. 126–130. 5. Каталоги фірми Keitley, National Instruments. 6. Орнатский П.П. Теоретические основы информационно-измерительной техники. К. 1984. 7. Дорожовець М. Дослідження властивостей нелінійних залежностей, які описують обернену задачу електричної томографії // Вимірювальна техніка та метрологія. – Львів. – 2001. – № 58. – С. 11–18. 8. Деннис Дж., Шнабель Р. Численные методы безусловной минимизации и решения нелинейных уравнений. – М. 1988. 9. Dorozhovets M., Brydak K. Properties of electrical network equivalent to a finite element approximation and their using for image reconstruction in electrical tomography. Proceedings of 49th International Scientific Colloquium. Ilmenau Technical University. September 27-30.2004.

УДК 53.08

АНАЛІЗ ВПЛИВУ ШУМІВ НА КОЕФІЦІЄНТ ЯКОСТІ ЗАСОБІВ ВИМІРЮВАЛЬНОЇ ТЕХНІКИ

© Василь Яцук, 2005

Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра метрології, стандартизації та сертифікації,
вул. С. Бандери, 12, 79013, Львів, Україна

Отримано та проаналізовано вирази для визначення енергетичного коефіцієнта якості засобів вимірювальної техніки з урахуванням внутрішніх завад.

Получены и проанализированы соотношения, определяющие энергетический коэффициент качества средств измерительной техники с учётом внутренних помех.

The mathematical expressions to determine of measurement units energy quality coefficient caused internal hindrance are proposed and analyzed in this paper.

Вступ. Для визначення якості засобів вимірювальної техніки (ЗВТ) запропоновано використовувати поняття обсягу можливостей як функціональну залежність, що пов`язує їх основні метрологічні параметри та відображає взаємодію з об'єктом вимірювання, на основі інформаційно-енергетичного коефіцієнта корисної дії $\eta_3 = 4W_ш N^2 \big/ Pt$, де P – потужність, споживана ЗВТ від вимірюваного об'єкта; t – час вимірювання; $W_ш$ – енергія термодинамічних шумів; N – кількість розрізнюваних на вході ЗВТ градацій вимірюваної величини (інформаційна здатність ЗВТ) [1–3]. Оскільки інформаційна теорія найповніше відображає пізнавальний аспект процесів вимірювань, то з моменту введення К.Б. Карандєєвим поняття вимірювальної інформації вона почала інтенсивно розвиватися. Дійсно, основною метою вимірювань є здобуття інформації про значення вимірюваної величини [1, 2, 4–10]. За К. Шенноном кількість отримуваної під час вимірювання інформації q визначається як різниця ентропій $q = H(X) - H(X/x)$ – ентропії $H(X)$ значень вимірюваної величини X до вимірювання та ентропії $H(X/x)$ невизначеності дійсного значення вимірюваної величини після вимірювань, тобто ентропії похибки, де x – отриманий після вимірювань показ [1, 2, 4, 5]. Оскільки кількість вимірювальної інформації q залежить від частинної ентропії $H(X/x)$, яка достатньо складно $H(X/x) = -\int_{-\infty}^{+\infty} p(\Delta) \ln p(\Delta) d\Delta$ визначається через густину розподілу $p(\Delta)$ похибки ЗВТ, то було запропоновано увести поняття ентропійного значення похибки $\Delta_e(x)$ [1, 2], яке із урахуванням систематичної складової похибки описується виразом [5]

$$Д_e(x) = \left(k_{eД}^{\,0}\, y_{Д}^{\,0} + Дx/2\right)\cdot\left(\left|\bar{Д}(x)\right| + Дx\right)\Big/ Дx = ,$$
$$= 0{,}5Дx\cdot e^{h(\bar{Д},\overset{0}{Д})}$$

де Δx – одиниця останнього розряду чисел, з яким подається результат вимірювань; $\bar{\Delta}, \overset{0}{\Delta}$ – відповідно систематична та випадкова складові похибки; $h\left(\bar{\Delta}, \overset{0}{\Delta}\right) = ln\left\{\left(2k_{e\Delta}^{\,0}\,\sigma_{\Delta}^{\,0} + \Delta x\right)\cdot\left(\left|\bar{\Delta}(x)\right| + \Delta x\right)\Big/(\Delta x)^2\right\}$ – сумісна середня ентропія системи похибок $\bar{\Delta}, \overset{0}{\Delta}$ за умови рівномірного розподілу систематичної складової похибки $p\left(\bar{\Delta}\right) = 1\big/\bar{\Delta}$; $k_{e\Delta}^{\,0}, \sigma_{\Delta}^{\,0}$ – відповідно ентропійний коефіцієнт та середньоквадратичне відхилення випадкової складової похибки.

Для спрощення на практиці кількість вимірюваної інформації визначається як

$$q = ln(X_2 - X_1) - ln\, d_e = ln[(X_2 - X_1)/2\Delta_e] = ,$$
$$= ln(2\gamma)^{-1} = ln\, N$$

де $d_e = 2\Delta_e$ – еквівалентний інтервал невизначеності; $\gamma = \Delta_e/(X_2 - X_1)$ – зведена похибка ЗВТ; $X_2 - X_1$ – діапазон вимірювань ЗВТ, однак і у такому разі достатньо складно знаходити її кількість. Результати вимірювання, отримані цим ЗВТ, повинні із заданою гарантійною імовірністю P накривати істинне значення вимірюваної величини, тому доцільно при визначенні кількості вимірюваної інформації використовувати поняття гарантійної похибки [5]. Міжнародна організація із стандартизації ISO взагалі відмовляється від поняття похибки вимірювань, замінюючи його в керівному документі [11] на невизначеність (непевність) результату вимірювань. Методи і методики обробки даних і подання результату вимірювання у такому разі детально розглянуті в [12]. Однак, якщо говорити про наближене оцінювання значень похибок вимірювань, а не про їх точне визначення, то кількісні оцінки як невизначеності, так і похибки вимірювань ґрунтуються на цих самих даних (характеристики ЗВТ, об'єкта, умови вимірювань тощо) і в остаточному підсумку дають ідентичну кількісну міру неточності результату [10]. При використанні багаточленної моделі вираз для гарантійної похибки подається як [5]

$$\Delta_p(x) = \bar{\Delta}(x) \pm k(P)\sigma(x) = \bar{\Delta}_0 \pm k(P)\sigma_0 + \left(\bar{\delta}_s \pm k(P)\sigma_\delta\right)x + \left(\bar{\varepsilon} \pm k(P)\sigma_\varepsilon\right)x^2 + \ldots, \quad (1)$$

де $\bar{\Delta}(x), \sigma(x), k(P)$ – відповідно систематична складова і середньоквадратичне відхилення результатів вимірювання $\boldsymbol{x}$ та коефіцієнт, що враховує значення гарантійної імовірності P за певної умовної густини розподілу $p(\Delta/x)$ результуючої похибки $\Delta(x)$; $\bar{\Delta}_0, \sigma_0$ – відповідно адитивна складова похибки (АСП) та її середньоквадратичне відхилення; $\bar{\delta}_s, \sigma_\delta$ – відповідно мультиплікативна складова похибки (МСП) та її середньоквадратичне відхилення; $\bar{\varepsilon}, \sigma_\varepsilon$ – відповідно квадратична складова похибки (КСП) та її середньоквадратичне відхилення.

З визначення гарантійної похибки (1) стає зрозумілою необхідність даних про закони розподілу ймовірностей елементарних похибок, щоб на підставі їх композиції знайти розподіл результуючої похибки, за яким коректно визначається коефіцієнт $k(P)$. Певні труднощі також виникають із знаходженням значень середньоквадратичних відхилень випадкових похибок, які в ЗВТ, переважно, визначатимуться внутрішніми шумами вимірювального кола і фізичні механізми прояву яких є істотно різними.

Теоретична частина. Випадкова складова АСП визначатиметься шумами компонентів ЗВТ, зокрема і електронних. На відміну від класичного підходу [1, 2], за якого розглядалися виключно термодинамічні шуми (шуми Найквіста), треба також враховувати і інші джерела внутрішніх завад (шумів) – дробових шумів, вибухових шумів, шумів із спектральною густиною виду $1/f^{\alpha}$, де α – більш-менш стала величина, що, як правило, набирає значення 0,8...1,4 [13, 14]. Експериментально встановлено, що шум із зворотно-пропорційною до частоти спектральною густиною проявляється практично у всіх матеріалів та елементів, зокрема і використовуваних у вимірювальній техніці [13, 14]. Для лаконічності назвемо (за аналогією до

[14]) цей шум – шумом виду *1/f*. Шум *1/f* є універсальним видом флуктуацій і проявляється не тільки при вимірюваннях, але й в експериментальних даних спостережень в найрізноманітніших сферах діяльності людини [14]. У зв`язку з розбіжністю спектра шуму *1/f* в низькочастотній границі виникає питання про його стаціонарність. Однак якщо для ЗВТ прийняти за нижню межу частотного діапазону частоту $f_{кл}$ його калібрувань (встановлення "нульових" показів), а за верхню – максимальну частоту $f_{вч}$ смуги пропускання, то його *1/f*-шум буде частотно обмеженим і у першому наближенні стаціонарним в широкому розумінні, амплітуди якого розподілені за нормальним законом [14]. Окрім сказаного, *1/f*-шум загалом залежить і від нелінійності електричного елемента, однак за малих значень струмів часто на практиці можна не враховувати його нерівноважну частину [15]. Спектральна густина дробового шуму не залежить від частоти, але пропорційна до струму, що протікає через p-n–перехід, тому при аналізі її можна підсумовувати із спектральною густиною термодинамічного шуму [13, 14]. Вибуховий шум переважно характерний для дискретних електронних компонентів і його пов'язують із якістю виготовлення. Спектральну густину вибухового шуму при його апроксимації цугом імпульсів сталої амплітуди a подають залежністю $S_{вб} = 4a^2 p \big/ \left(p^2 + \omega^2\right)$ [13, 14], де p – частота повторення. Як показує аналіз, джерел шумових сигналів у вимірювальних колах, навіть у найпростішому випадку вольтметра (рис. 1.), є багато і, тому, вивчаючи їх вплив, доцільно звести їх джерела до входу ЗВТ і замінити їх одним еквівалентним джерелом [13, 14]. Як відомо, дисперсія суми випадкових величин дорівнює сумі їх дисперсій [4, 5, 10], еквівалентні спектральні густини шумів подамо як: білого та дробового шумів $S_{0e}=S_{0x}+S_{0л}+S_{0V}+S_{0IV}(R_x+R_{лз})$ і добутку спектральних густин шуму виду *1/f* на частоту їх спряження з білими шумами – $G_{fe} = S_{fe}\omega_{fe} = S_{fx}\omega_{fx} + S_{fл}\omega_{fл} + S_{fV}\omega_{fV} + S_{fIV}\omega_{fIV}$, де S_{0x}, $S_{0л}$, S_{0V}, S_{0IV} – спектральні густини білих шумів за напругою, відповідно, джерела сигналу, ліній зв`язку і ЗВТ та за струмом ЗВТ; $S_{fx}$, $S_{fл}$, $S_{fV}$, $S_{fIV}$ – спектральні густини шумів за напругою виду *1/f*, відповідно, джерела сигналу, ліній зв`язку і ЗВТ та за струмом ЗВТ на частотах спряження білого шуму та шуму виду *1/f*.

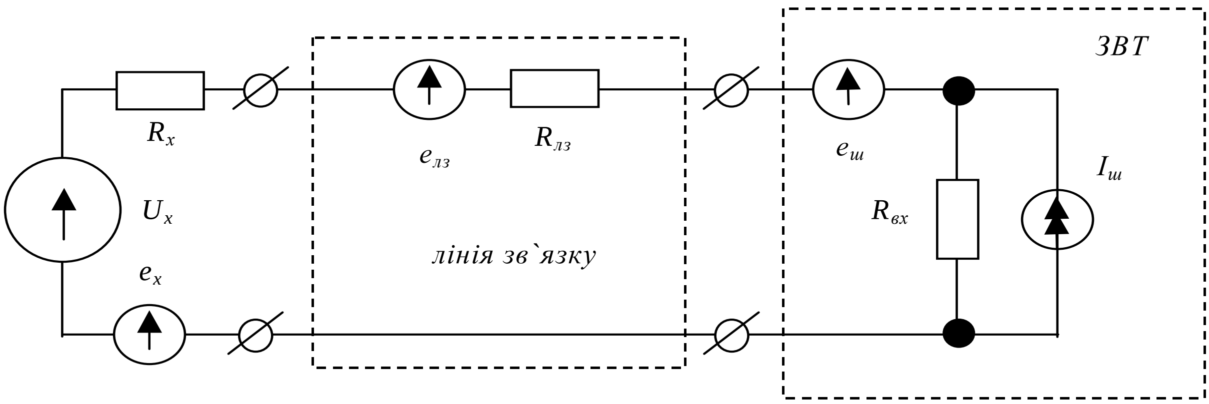

Рис. 1. Еквівалентна шумова схема вольтметра:
U_k – значення вимірюваної напруги; e_x, $e_{лз}$, $e_ш$ – шумові напруги
відповідно джерела вимірюваного сигналу,
ліній зв'язку та зведених до входу ЗВТ шумів;
$I_ш$ – зведені до входу ЗВТ струмові шуми;
R_x, $R_{лз}$, $R_{вх}$ – опори, відповідно,
джерела вимірюваного сигналу,
ліній зв'язку та вхідний опір ЗВТ

Дисперсію $D_{ш}$ шумового сигналу, зведену до входу ЗВТ, в частотній смузі від $\omega_{кл}=2\pi f_{кл}$ до $\omega_{вч}=2\pi f_{вч}$ можна визначити за теоремою Вінера–Хінчина за співвідношенням [13, 14]

$$
\begin{aligned}
D_{ш}(\tau) &= \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty\left(S_{0e}+S_{fe}\frac{\omega_{fe}}{\omega}\right)\cos\omega\tau d\omega = \\
&= \frac{S_{0e}}{2\pi\tau}\int_0^\infty \cos\omega\tau d\omega\tau + \frac{\omega_{fe}S_{fe}}{2\pi}\int_{\omega_{кл}\tau}^{\omega_{вч}\tau}\frac{\cos\omega\tau}{\omega\tau}d\omega\tau = \\
&= \frac{S_{0e}\omega_{вч}}{2\pi}\cdot\left[\lim_{\omega\to\infty}\frac{\sin\omega\tau}{\omega\tau}-\lim_{\omega\to 0}\frac{\sin\omega\tau}{\omega\tau}\right]+ \\
&+\frac{S_{fe}\omega_{fe}}{2\pi}\cdot\left[Ci(\omega_{вч}\tau)-Ci(\omega_{кл}\tau)\right]
\end{aligned}, \quad (2)
$$

де S_{0e} – еквівалентна спектральна густина білого шуму на вході ЗВТ; S_{fe} – еквівалентна спектральна густина *1/f* шуму на вході ЗВТ на еквівалентній круговій частоті $\omega_{fe}=2\pi f_{fe}$ спряження білого та *1/f* шумів; $\omega=2\pi f$ – поточне значення кругової частоти шумового сигналу; τ – часова затримка; $Ci(z)=\int_\infty^z\frac{\cos y}{y}dy$ – інтегральний косинус.

Використовуючи розклад інтегрального косинуса в ряд [16]

$$Ci(z)=\ln(\gamma z)+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n z^{2n}}{2n\cdot(2n)!},$$

де $\gamma=0{,}5772...$ – стала Ейлера, середній квадрат еквівалентного шумового сигналу на вході ЗВТ отримаємо за умови, що $\tau\to 0$

$$D_{ш}=\lim_{\tau\to 0}D_{ш}(\tau)=S_{0e}\left(f_{вч}-f_{кл}\right)+S_{fe}f_{fe}\ln\frac{f_{вч}}{f_{кл}}. \quad (3)$$

Отже, значення дисперсії $D_{ш}$ еквівалентного шумового сигналу, зведене до входу ЗВТ, окрім параметрів S_{0e} і S_{fe}, ω_{fe}, що описують відповідно білий і *1/f* шуми, залежить також від параметрів ЗВТ (його верхньої частоти $f_{вч}$ смуги пропускання) та, загалом, використаного алгоритму вимірювань – частоти $f_{кл}$ його калібрувань (встановлення нульових показів).

Для підтвердження коректності формул (2) і (3) як приклад розглянемо ЗВТ, корекція АСП якого виконується з частотою $f_{кл}$ і який має смугу пропускання від 0 до верхнього значення частоти $f_{вч}$ та, для спрощення виразів, одиничний коефіцієнт передачі. Дисперсію $D_y(t)$ шумової напруги на виході електронних пристроїв знаходять за співвідношенням [17]

$$D_y(t)=\frac{1}{2\pi}\int_0^\infty S(\omega)\left|G_t(\omega)\right|^2 d\omega, \quad (4)$$

де $S(\omega)=S_{0e}+S_{fe}\frac{\omega_{fe}}{\omega}$ – спектральна густина шумового сигналу на вході (апроксимується, як правило, сумою густин білого шуму та шумів із гіперболічною спектральною густиною [13, 14, 17–20]); $G_t(\omega)$ – поточна частотна характеристика пристрою.

Квадрат модуля поточної частотної характеристики $|G_t(\omega)|^2$ пристрою знаходять як добуток поточного значення вихідного сигналу $y_\omega(t)$ пристрою на його комплексно спряжене значення $y_{-\omega}(t)$ [17]. Поточне значення вихідної напруги електричного пристрою знаходять на основі інтеграла Дюамеля (згортки) [21] за умови, що на вхід подане комплексне гармонійне коливання $u_x(t)=e^{j\omega t}$. Вважаючи, що початок відліку проміжку часу вибраний в момент закінчення калібрування, то поточне значення вихідного сигналу у загальному випадку за нульових початкових умов знаходять як

$$
\begin{aligned}
y_\omega(t) &= u_x(0)h(t)+\int_0^{t_1}u_{1x}^I(t)h_1(t-\tau)d\tau+ \\
&+\int_{t_1}^{t_2}u_{2x}^I(t)h_2(t-\tau)d\tau+...+\int_{t_i}^{t}u_{ix}^I(t)h_i(t-\tau)d\tau
\end{aligned}, \quad (5)
$$

де $h_i(t-\tau)$ – перехідна функція пристрою на *i*-му проміжку часу; $u_{ix}^I(t)=j\varpi e^{j\omega\tau}$ – похідна від вхідної напруги на *i*-му проміжку часу.

Враховуючи, що у нас $h(t\text{-}\tau)=h(t)=1$ і значення вхідної напруги в момент калібрування $u_{ix}(t)=e^{j\omega t_{кл}}$, то поточне значення вихідного сигналу після чергової операції встановлення нульового рівня ЗВТ подамо як

$$y_\omega(t)=e^{j\omega t}(e^{j\omega t}-e^{j\omega t_{кл}}) \text{ і}$$

$$\left|y_\omega(t)\right|^2=2\left[1-\cos\omega\left(t-t_{кл}\right)\right],$$

де $t_{кл}$ – період встановлення нульового рівня ЗВТ. Тоді поточне значення дисперсії $D_y(t)$ шумової напруги на виході ЗВТ знайдемо за умови, що нижнє значення частоти смуги пропускання $f_{кл}\neq 0$, за співвідношенням

$$
\begin{aligned}
D_y(t) &= \frac{S_{0e}}{\pi}\int_{f_{кл}}^{f_{вч}}\left[1-\cos\omega\left(t-t_{кл}\right)\right]d\omega+ \\
&+\frac{S_{fe}\omega_{fe}}{\pi}\int_{f_{кл}}^{f_{вч}}\frac{\left[1-\cos\omega\left(t-t_{кл}\right)\right]}{\omega}d\omega= \\
&+S_{0e}\left(f_{вч}-f_{кл}\right)+S_{fe}f_{fe}\ln\frac{f_{вч}}{f_{кл}}- \\
&-S_{0e}\left[\frac{\sin\omega_{вч}(t-t_{кл})}{t-t_{кл}}-\frac{\sin\omega_{кл}(t-t_{кл})}{t-t_{кл}}\right]- \\
&-S_{fe}f_{fe}\left\{Ci\left[\omega_{вч}\left|t-t_{кл}\right|\right]-Ci\left[\omega_{кл}\left|t-t_{кл}\right|\right]\right\}
\end{aligned}. \quad (6)
$$

Із аналізу співвідношення (6) робимо висновок, що в момент корекції, якщо $t \to t_k$, $\lim\limits_{t \to t_k} D_y(t) = 0$, враховуючи логарифмічну апроксимацію інтегрального косинуса [16], дисперсія скорегованого значення шуму дорівнюватиме нулю. Упродовж проміжку часу $0 \ldots t = t_k$ дисперсія скорегованого шуму збільшується до максимального значення (за умови, що інтегральний косинус при великих значеннях аргумента у першому наближенні апроксимується співвідношенням $sinx/x$ [16])

$$D_y(0) \approx S_{0e}\left(f_{вч} - f_{кл}\right) + S_{fe} f_{fe} \ln \frac{f_{вч}}{f_{кл}} - \\ - S_{0e} f_{кл}\left(1 + \frac{S_{0e}}{S_{fe}} \cdot \frac{f_{fe}}{f_{вч}} \sin \omega_{вч} f_{кл}\right). \quad (7)$$

Отже, за умови встановлення нульових показів ЗВТ з частотою $f_{кл}$, максимальне нескореговане значення дисперсії шумової напруги, визначені на основі теореми Вінера–Хінчина та за допомогою поточної частотної характеристики дають практично один і той самий результат.

При співмірних значеннях S_{0e} та S_{fe} і значенні ω_{fe} близько сотень герц [17–20], значення дисперсії $D_ш$ еквівалентного шумового сигналу, зведене до входу ЗВТ, зростає із зростанням значення верхньої частоти $f_{вч}$ смуги пропускання та гіперболічно зменшується із зростанням частоти $f_{кл}$ встановлення нульових показів ЗВТ (рис.2, де позначено: дисперсія еквівалентних білого шуму та сумарного шуму для ОП мінімальним значенням спектральної густини шумів напруги і максимальним значенням спектральної густини шумів струму, відповідно, 11, 12 – $S_{0V}=25 \cdot 10^{-18}$ $В^2/Гц$ і $S_{0IV}=16 \cdot 10^{-24}$ $А^2/Гц$; середніми значеннями спектральної густини шумів напруги і шумів струму, відповідно, 21, 22 – $(S_{0V})_{min}=25 \cdot 10^{-17}$ $В^2/Гц$ і $(S_{0IV})_{max}=10 \cdot 10^{-25}$ $А^2/Гц$; максимальним значенням спектральної густини шумів напруги і мінімальним значенням спектральної густини шумів струму, відповідно, 31, 32 – $(S_{0V})_{max}=25 \cdot 10^{-16}$ $В^2/Гц$ і $(S_{0IV})_{min}=25 \cdot 10^{-30}$ $А^2/Гц$; [17–20]). З аналізу рис. 2 та виразів (3), (7) можна зробити висновок, що значення дисперсії $D_ш$ еквівалентного шумового сигналу, зведене до входу ЗВТ, переважно визначається спектральною густиною S_{fe} шумів виду $1/f$ та частотою спряження f_{fe} білого і $1/f$ шуму, особливо при малих значеннях частоти $f_{кл}$ калібрувань нульового рівня ЗВТ. Із зростанням частоти $f_{кл}$ калібрувань нульового рівня ЗВТ зменшуватиметься і значення дисперсії $D_ш$ еквівалентного шумового сигналу, зведене до входу ЗВТ.

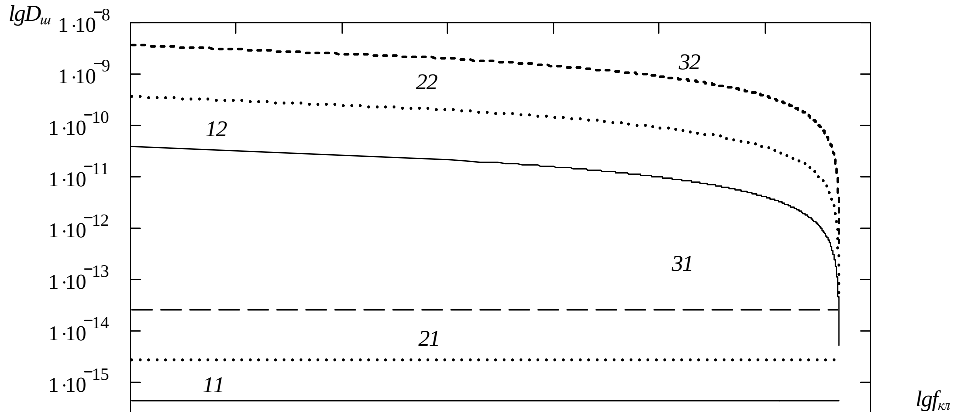

Рис. 2. Залежність дисперсії зведених до входу ЗВТ шумів від співвідношення між його шумовими параметрами і частотою встановлень “нуля”: 11, 12; 21, 22; 31, 32 – значення дисперсії білих та 1/f шумів для різних ОП, відповідно, при $S_{0V}=25 \cdot 10^{-18}$ $В^2/Гц$ і $S_{0IV}=16 \cdot 10^{-24}$ $А^2/Гц$; $S_{0V}=25 \cdot 10^{-17}$ $В^2/Гц$ і $S_{0IV}=10 \cdot 10^{-25}$ $А^2/Гц$; $S_{0V}=25 \cdot 10^{-16}$ $В^2/Гц$ і $S_{0IV}=25 \cdot 10^{-30}$ $А^2/Гц$ і значенні верхньої частоти смуги пропускання 50 Гц

Вибуховий шум не є характерним для сучасних операційних підсилювачів, його спостерігали в дискретних транзисторах і для поданої вище апроксимації його спектральної густини дисперсію зумовленого ним сигналу знайдемо за співвідношенням $D_{вб} = 4pa^2 \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{p^2 + \omega^2} = 2\pi a^2$, а нескореговане значення дисперсії для ЗВТ з поданими вище параметрами

$$D_{увв} = 8pa^2 \int_0^{\infty} \frac{1 - \cos\omega(t - t_{кл})}{p^2 + \omega^2} d\omega = 4\pi a^2 \left(1 - e^{-p(t - t_{кл}}\right), \quad (8)$$

Отже, дисперсія вимірювального сигналу, зумовлена вибуховим шумом, пропорційна до квадрата його амплітуди. В момент встановлення нуля ЗВТ $D_{увб}(t)=0$, а максимальне нескореговане значення дисперсії вибухового шуму також пропорційне до квадрата його амплітуди та істотно зменшується із зростанням частоти $f_{кл}$ встановлення нульових показів ЗВТ (за умови $f_{кл} \to \infty$ $\lim_{f_{кл}} = D_{увб} = 0$).

Висновки.

1. Дисперсія результату вимірювання загалом визначається внутрішніми завадами, основними джерелами яких є термодинамічні шуми, рівноважні і нерівноважні $1/f$ шуми, дробові і вибухові шуми. При малих струмах, що протікають через компоненти (для вольтметрів) та малих нелінійностях компонентів (відсутності технологічних дефектів) впливом нерівноважних $1/f$ шумів можна знехтувати, а спектральну густину дробових шумів враховувати подібно до спектральної густини термодинамічних шумів. Отже, як показав аналіз, переважають в сучасних компонентах ЗВТ термодинамічні та рівноважні $1/f$-шуми.

2. Доведено, що дисперсію нескорегованого значення вхідного шуму можна визначати за теоремою Вінера–Хінчина із урахуванням практичних обмежень – за нижнє значення смуги пропускання доцільно приймати частоту проведення операції встановлення нульового рівня ЗВТ, а за верхнє – максимальне значення смуги пропускання ЗВТ.

3. Показано, що нескореговане значення вхідного шуму при традиційному для більшості ЗВТ співвідношенні $f_{вч}>>f_{кл}$ практично визначатиметься $1/f$-шумами і при збільшенні частоти $f_{кл}$ це значення практично за логарифмічною залежністю зменшуватиметься.

4. На підставі виконаних досліджень можна встановити максимальне значення випадкової складової похибки при визначенні коефіцієнта якості ЗВТ.

1. Новицкий П.В. Основы информационной теории измерительных устройств. – Л., 1968. 2. Электрические измерения неэлектрических величин / Туричин А.М., Новицкий П.В., Левшина Е.С. и др.; Под ред. П.В.Новицкого. – Л., 1975. 3. Новицкий П.В., Зегжда П.Д. Система основных понятий при анализе качества измерительных средств // Измерительная техника. – 1971. – №6. – С. 18-20. 4. Орнатский П.П. Теоретические основы информационно-измерительной техники. 1983. 5. Обозовський С.С. Теоретичні основи інформаційно-вимірювальної техніки: Навч. посібник. – К., 1991 6. Кавалеров Г.И., Мандельштам С.М. Введение в информационную теорию измерений. – М., 1974. 7. Темников Ф.Е., Афонин В.А., Дмитриев В.И. Теоретические основы информационной техники. – М., 1979. 8. О ценности информации. Избранные труды: В 3 т. / Харкевич А.А. – М., 1973. 3: Теория информации. Опознание объектов. 9. Цапенко М.П. Измерительные информационные системы. – М., 1974. 10. Метрологія та вимірювальна техніка: Підручник / Є.С. Поліщук, М.М. Дорожовець, В.О. Яцук та ін.; За ред. проф. Є.С. Поліщука. – Львів, 2003. 11. Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement: First Edition. – ISO, Switzerland, 1993. – 101 с. 12. Ціделко В.Д., Яремчук Н.А. Невизначеність вимірювання. Обробка даних і подання результату вимірювання: Монографія. – К., 2002. 13. Ван дер Зил А. Шум (источники, описание, измерение): – М., 1978. 14. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах – М., 1986. 15. Жигальский Г.П. Неравновесный $1/f^{\gamma}$-шум в проводящих плёнках и контактах // Успехи физических наук. – Т. 173. – № 5. – 2003. – С. 465-490. 16. Янке Е, Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. (Формулы, графики, таблицы). – М., 1964. 17. Гутников В.С. Применение операционных усилителей в измерительной технике. – Л., 1975. 18. Алексенко А.Г., Коломбет Е.А., Стародуб Г.И. Применение прецизионных аналоговых ИС. – М., 1981. 19. Аналоговые интегральные схемы / Под ред. Дж. Конелли – М., 1977. 20. Пейтон А. Дж., Волш В. Аналоговая электроника на операционных усилителях. – М., 1994. 21. Основы теории цепей: Учебник для вузов / Г.В. Зевеке, П.А. Ионкин, А.В. Нетушил, С.В. Страхов. – М., 1989. – 528 с.