

В делителе был использован одновибратор гибридного типа (рис. 2), включающий в себя одностабильную схему — блокинг-генератор на мостовых элементах (1) и двухстабильную схему — статический триггер (2). Такая схема обладает высокой стабильностью длительности генерируемого импульса и низким значением коэффициента восстановления.

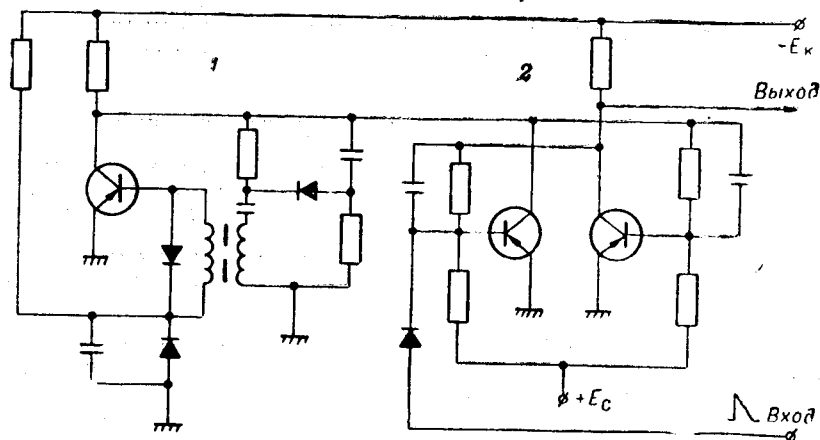


Рис. 2.

Экспериментально исследовался делитель частоты ключевого типа, собранный на трех транзисторах МП16Б. Согласно данным расчета, коэффициент деления должен быть не более 51 в диапазоне температур от -60 до $+60^\circ\text{C}$. Схема исследовалась при коэффициенте деления, равном 50. Напряжение источника питания изменялось на $\pm 25\%$ от номинального значения. Коэффициент деления оставался устойчивым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Миллман, Г. Тауб. Импульсные и цифровые устройства. М., Госэнергоиздат, 1960.
2. Я. С. Ицхоки. Импульсные устройства. М., «Советское радио», 1959.
3. В. А. Ильин. Импульсные устройства с мостовыми элементами. М., «Энергия», 1965.

Поступило в редакцию
10 октября 1967 г.,
окончательный вариант —
25 января 1968 г.

УДК 621.372.44

Г. А. АКСЕНОВ, Р. Д. БАГЛАЙ
(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ РАЗДЕЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ RL-СХЕМЫ МЕТОДОМ ИНТЕРПОЛЯЦИОННЫХ КВАДРАТУР

В работе* было дано достаточно подробное обоснование применения в «обратном порядке» методики вычисления квадратур к решению задачи раздельного определения нелинейных характеристик элементов RC-схемы. Здесь остановимся на тех особенностях применения методики, которые обусловлены эквивалентной RL-схемой.

* Г. А. Аксенов, Р. Д. Баглай. Применение метода интерполяционных квадратур для раздельного определения характеристик нелинейных элементов эквивалентных RC-схем. — Автометрия, 1968, № 6.

Итак, искомыми являются, по предположению, однозначные, не зависящие от амплитуды испытательного сигнала вольт-амперная характеристика сопротивления

$$f_R(x_1) = \sum_{j=1}^{\alpha} A_j x_1^j \quad (-X_1 \leq x_1 \leq X_1) \quad (1)$$

и вебер-амперная характеристика индуктивности

$$f_L(x_1) = \sum_{j=1}^{\beta} D_j x_1^j \quad (-X_1 \leq x_1 \leq X_1). \quad (2)$$

Ясно, что сделанное предположение относительно вебер-амперной характеристики индуктивности следует рассматривать как некоторое приближение к действительности, равно как и то, что $f_L(0) = 0$.

Здесь, как и прежде, испытательный сигнал примем синусоидальным. Источник питания для последовательной эквивалентной RL -схемы также выгодно принять как регулируемый источник тока ($x_1 = I \cos \theta$). Такой режим с достаточной степенью точности обеспечивается посредством подключения исследуемой цепи в отрицательную обратную связь усилителя (рис. 1), на вход которого подается регулируемое синусоидальное напряжение $u = U_m \cos \theta$ от источника э. д. с.

Установившееся напряжение на выходе такого усилителя при хорошо известных условиях (пренебрегая потоком рассеяния, конечностью входного сопротивления усилителя и др.) можно записать следующим образом:

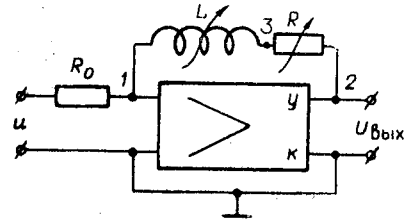


Рис. 1.

$$U_{\text{вых}}(t) = \sum_{j=1}^{\alpha} A_j (I \cos \theta)^j + W \frac{d}{dt} \sum_{j=1}^{\beta} D_j (I \cos \theta)^j = \sum_{j=1}^{\alpha} A_j (I \cos \theta)^j - W \omega \sin \theta \sum_{j=1}^{\beta} j D_j (I \cos \theta)^{j-1}, \quad (3)$$

где W — число витков катушки.

Из рассмотрения выражения (3) следует, что только амплитуды синфазной и квадратурной составляющих первой гармоники $U_{\text{вых}}(t)$ обусловлены соответственно всеми коэффициентами с нечетным j каждой из сумм.

Что же касается постоянной составляющей выходного напряжения, то в данной цепи она обусловлена только коэффициентами с четным j первой из сумм (3). Однако при этом нетрудно заметить, что вторая гармоника $U_{\text{вых}}(t)$ будет содержать как синфазную составляющую с входным сигналом, так и квадратурную. Причем амплитуда квадратурной составляющей второй гармоники выходного напряжения несет в себе сведения о всех коэффициентах с четным j второй суммы (3). Таким образом, в данном случае исходными для определения $f_R(x_1)$ методом квадратур являются соотношения

$$a_1(I) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f_R(I \cos \theta) \cos \theta d\theta = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{f_R(Ix)x}{\sqrt{1-x^2}} dx \quad (4a)$$

и

$$a_0(I) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} f_R(I \cos \theta) d\theta = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{f_R(Ix)}{\sqrt{1-x^2}} dx \quad (4б)$$

($x = \cos \theta$), идентичные тем, которые были использованы в работе*. Поэтому вычисления коэффициентов A_j следует выполнять по приведенным там табулированным формулам.

* См. указ. соч.

Чтобы получить соотношения для определения $f_L(x_1)$, запишем вначале выражения для первой и второй гармоник потока:

$$\tilde{d}_1(I) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi f_L(I \cos \theta) \cos \theta d\theta = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{f_L(Ix)x}{\sqrt{1-x^2}} dx; \quad (5a)$$

$$\tilde{d}_2(I) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi f_L(I \cos \theta) \cos 2\theta d\theta = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{f_L(Ix)(2x^2-1)}{\sqrt{1-x^2}} dx, \quad (5b)$$

где $\cos \theta = x$; $\cos 2\theta = 2x^2 - 1$.

В нашем распоряжении, однако, имеются только гармоники выходного напряжения. Если учесть, что амплитуды d_1 и d_2 квадратурных составляющих первой и второй гармоник $U_{\text{вых}}(t)$, порождаемые соответственно первой $d_1(I)$ и второй $\tilde{d}_2(I)$ гармониками потока, связаны соотношениями

$$\begin{cases} d_1(I) = -W \omega \tilde{d}_1(I), \\ d_2(I) = -2W \omega \tilde{d}_2(I), \end{cases} \quad (6)$$

то можно записать исходные выражения для определения искомой характеристики $f_L(x_1)$:

$$\begin{cases} -\frac{d_1(I)}{W \omega} = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{f_L(Ix)x}{\sqrt{1-x^2}} dx; \\ -\frac{d_2(I)}{2W \omega} = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{f_L(Ix)(2x^2-1)}{\sqrt{1-x^2}} dx. \end{cases} \quad (7a) \quad (7b)$$

Как видим [см. (7a)], для вычисления коэффициентов D_j с нечетным j , т. е. D_{2r-1} ($r=1, 2, \dots, \frac{\beta}{2}$), применимы те же табулированные формулы, которые даны

в работе* для A_j с нечетным j , иначе A_{2r-1} , с заменой в них $a_1(I)$ на $-\frac{d_1(I)}{W \omega}$. Что же касается вычисления D_j с четными индексами, то, поскольку коэффициенты подынтегральной функции $f_L(Ix)[2x^2-1] = \psi(x)$ в (7b) не совпадают с коэффициентами $f_L(Ix)$, необходимо провести дополнительное рассмотрение.

Представим (7b) квадратурной формулой Мелера

$$-\frac{\pi}{2} \frac{d_2(I)}{2W \omega} = \int_{-1}^1 \frac{\psi(x)}{\sqrt{1-x^2}} dx = \frac{\pi}{n} \sum_{k=1}^n \psi(x_k), \quad (8)$$

где $x_k = \cos \frac{2k-1}{2n} \pi$ — корни полиномов Чебышева первого рода n степени, а n — число узлов интерполяции, которое выбирается из условия

$$\beta' = \beta + 2 \leq 2n - 1. \quad (9)$$

Полагая для определенности β четным, можно принять $n = \frac{\beta}{2} + 2$. Подставляя

$\psi(x_k) = (2x_k^2 - 1) \sum_{j=1}^3 D_j I^j x_k^j$ в (8), получим

$$-\frac{\pi}{4\omega W} d_2(I) = D_1 I \sum_{k=1}^n x_k (2x_k^2 - 1) + D_2 I^2 \sum_{k=1}^n x_k^2 (2x_k^2 - 1) + \dots +$$

* См. указ. соч.

$$+ D_j I^j \sum_{k=1}^n x_k^j (2x_k^2 - 1) + \dots + D_\beta I^\beta \sum_{k=1}^n x_k^\beta (2x_k^2 - 1) = \sum_{j=1}^{\frac{\beta}{2}} D_j I^j \overset{\Delta}{\gamma}_j, \quad (10)$$

где $\overset{\Delta}{\gamma}_j = \sum_{k=1}^n x_k^j (2x_k^2 - 1)$.

Поскольку корни x_k полиномов Чебышева располагаются симметрично точки $x=0$, то в (10) слагаемые с нечетными степенями x_k обращаются в нуль. Поэтому можно записать следующую систему уравнений относительно коэффициентов D_j с четными индексами:

$$-\frac{n}{4\omega W} d_2(I_i) = \sum_{r=1}^{\frac{\beta}{2}} D_{2r} I_i^{2r} \overset{\Delta}{\gamma}_{2r} \quad \left(i = 1, 2, \dots, \frac{\beta}{2} \right). \quad (11)$$

Как видим, система уравнений (11) отличается от системы уравнений (10 б) в работе* значениями величины $\overset{\Delta}{\gamma}_{2r}$. Следовательно, когда измерение амплитуды квадратурной составляющей второй гармоники $d_2(I)$ осуществляется в равноотстоящих точках интервала изменения I_m , формулы для коэффициентов D_{2r} могут быть получены из формул для коэффициентов A_{2r} путем замены в последних γ_{2r-1} на $\overset{\Delta}{\gamma}_{2r}$, $a_0 \left(\frac{2I_m}{\alpha} i \right)$

на $-\frac{d_2 \left(\frac{2I_m}{\beta} i \right)}{4\omega W}$, $\frac{\alpha + 2}{2}$ на $\frac{\beta' + 2}{2}$, α на β . Таким образом, для четных β

$$D_{2r} = \sum_{i=1}^{\frac{\beta}{2}} (-1)^{r+i} \frac{\beta' + 2}{2} \left\{ -\frac{d_2 \left(\frac{2I_m}{\beta} i \right)}{4\omega W} \right\} \times$$

$$\left(i - \frac{\beta}{2} \right) S_{\frac{\beta}{2} - 1}^{\frac{\beta}{2} - r}$$

$$\times \frac{1}{\left(\frac{2I_m}{\beta} \right)^{2r} \overset{\Delta}{\gamma}_{2r} i^2 \prod_{\substack{\nu > \nu > i > 1 \\ \nu > \nu > i > 1}} (\nu^2 - i^2) \prod_{i > \xi > 1} (i^2 - \xi^2)}. \quad (12)$$

Когда β нечетно $\left(n = \frac{\beta + 3}{2} \right)$, выражение для D_{2r} имеет вид

$$D_{2r} = \sum_{i=1}^{\frac{\beta-1}{2}} (-1)^{i+r} \frac{\beta + 3}{2} \left\{ -\frac{d_2 \left(\frac{2I_m}{\beta+1} i \right)}{4\omega W} \right\} \times$$

$$\left(i - \frac{\beta-1}{2} \right) S_{\frac{\beta-3}{2}}^{\frac{\beta-1}{2} - r}$$

$$\times \frac{1}{\left(\frac{2I_m}{\beta+1} \right)^{2r} \overset{\Delta}{\gamma}_{2r} i^2 \prod_{\substack{\nu > \nu > i > 1 \\ \nu > \nu > i > 1}} (\nu^2 - i^2) \prod_{i > \xi > 1} (i^2 - \xi^2)}. \quad (13)$$

* См. указ. соч.

Теперь, возвращаясь к эквивалентной параллельной RC -схеме, рассмотренной в работе*, можно показать способом, аналогичным вышеизложенному, что выражение для коэффициентов $\overset{\Delta}{B}_{2r}$ в случае измерения амплитуды $b_2\left(\frac{2U_m}{\beta} i\right)$ квадратурной составляющей второй гармоники выходного напряжения принимает следующий вид:

$$\overset{\Delta}{B}_{2r} = \sum_{i=1}^{\frac{\beta}{2}} (-1)^{r+i} \frac{\beta'+2}{2} \left\{ -\frac{b_2\left(\frac{2U_m}{\beta} i\right)}{4\omega R_0} \right\} \times$$

$$\left(i \leftarrow \frac{\beta}{2}\right) S_{\frac{\beta}{2}-1}^{\frac{\beta}{2}-r}$$

$$\times \frac{\left(\frac{2U_m}{\beta}\right)^{2r} \Lambda \gamma_{2r} i^2 \prod_{\frac{\beta}{2} > \nu > i > 1} (\nu^2 - i^2) \prod_{i > \xi > 1} (i^2 - \xi^2)}{2} \quad (14)$$

когда β четно.

Соответственно, когда β нечетно, имеем

$$\overset{\Delta}{B}_{2r} = \sum_{i=1}^{\frac{\beta-1}{2}} (-1)^{i+r} \frac{\beta+3}{2} \left\{ -\frac{b_2\left(\frac{2U_m}{\beta+1} i\right)}{4\omega R_0} \right\} \times$$

$$\left(i \leftarrow \frac{\beta-1}{2}\right) S_{\frac{\beta-3}{2}}^{\frac{\beta-1}{2}-r}$$

$$\times \frac{\left(\frac{2U_m}{\beta+1}\right)^{2r} \Lambda \gamma_{2r} i^2 \prod_{\frac{\beta-1}{2} > \nu > i > 1} (\nu^2 - i^2) \prod_{i > \xi > 1} (i^2 - \xi^2)}{2} \quad \left(r = 1, 2, \dots, \frac{\beta-1}{2}\right). \quad (15)$$

Перейдем теперь к рассмотрению параллельной эквивалентной RL -схемы в режиме заданного напряжения (рис. 2). Пусть

$$\psi_R(x_1) = \sum_{j=1}^{\alpha} \overset{\Delta}{A}_j x_1^j \quad (-X_1 \leq x_1 \leq X_1); \quad \psi_L(z_1) = \sum_{j=1}^{\beta} \overset{\Delta}{D}_j z_1^j \quad (-Z_1 \leq z_1 \leq Z_1). \quad (16)$$

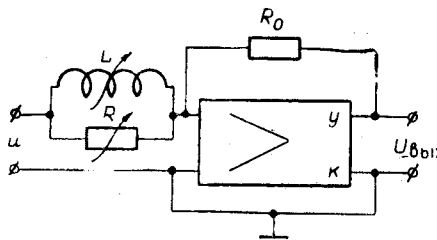


Рис. 2.

Выберем напряжение $x = U \cos \theta$. Пренебрегая рассеиванием магнитного потока

$$z_1 = \frac{1}{W} \int x_1 dt = \Phi \sin \theta \quad \left(\Phi = \frac{U}{\omega W}\right),$$

выражение для $U_{\text{вых}}$ можно записать в виде

$$U_{\text{вых}} = R_0 [\psi_R(U \cos \theta) + \psi_L(\Phi \sin \theta)]. \quad (17)$$

Как видим, в $U_{\text{вых}}$ содержатся постоянные составляющие $a_0(U)$ и $d_0(\Phi)$, обусловленные соответственно нелинейными элементами R и L , в то время как вторая гармоника напряжения здесь не будет содержать квадратурную составляющую. Следовательно, определение коэффициентов $\overset{\Delta}{A}_j$, $\overset{\Delta}{D}_j$ с четным j возможно только по результатам измерения постоянных составляющих напряжения. Коэффициенты $\overset{\Delta}{A}_j$, $\overset{\Delta}{D}_j$ с нечетными ин-

* См. указ. соч.

десками определяются, как обычно, по результатам измерения амплитуд синфазной $a_1(U_i)$ и квадратурной $d_1(\Phi_i)$ составляющих первой гармоники напряжения. Выражения для вычисления коэффициентов \hat{A}_{2r-1} , \hat{A}_{2r} , \hat{D}_{2r-1} , \hat{D}_{2r} получаются из выражений для A_{2r-1} , A_{2r} , B_{2r-1} , B_{2r} , приведенных в работе*, путем замены в них I_m на U_m , Q на Φ , $a_1(I_i)$ на $\frac{1}{R_0} a_1(U_i)$, $b_1(Q_i)$ на $\frac{1}{R_0} d_1(\Phi_i)$, $a_0(I_i)$ на $\frac{1}{R_0} d_0(U_i)$ и $b_0(Q_i)$ на $\frac{1}{R_0} d_0(\Phi_i)$.

Итак, как это следует из изложенного выше, необходимо дополнительно к табулированным формулам работы* провести табулирование выражений (12) и (13) для D_{2r} . Ниже приведены вычисления этих формул для полиномов степени $\beta=1, 2, 3, \dots, 10$

(см. приложение). При использовании этих формул для вычислений \hat{B}_{2r} вместо $d_2\left(\frac{2I_m}{\beta} i\right)$ следует ставить $b_2\left(\frac{2U_m}{\beta} i\right)$.

Пример. Пусть $f_C(x_1) = 2x_1 + x_1^2 + 3x_1^3 + 2x_1^4$, где $x_1 = U_m \cos \theta$, $\beta=4$, а истинные значения $\hat{B}_2 = 1$, $\hat{B}_4 = 2$. Примем $R_0=1$, $U_m = 1$. Тогда $b_2(1) = -3\omega$, $b_2\left(\frac{1}{2}\right) = -\frac{3}{8}\omega$. Пользуясь формулами для вычисления \hat{D}_2 , \hat{D}_4 (см. приложение), получаем $\hat{B}_2 \cong 0,9998$, $\hat{B}_4 \cong 1,9996$.

Приложение

$$\beta=2 \\ D_2^{(2)} = -\frac{d_2(I_m)}{\omega W I_m^2}$$

$$\beta=3 \\ D_2^{(3)} = -4 \frac{d_2\left(\frac{I_m}{2}\right)}{I_m^2 \omega W}$$

$$\beta=4 \\ D_2^{(4)} = \frac{1}{\omega W I_m^2} \left[-5,33244 d_2\left(\frac{I_m}{2}\right) + 0,333278 d_2(I_m) \right];$$

$$D_4^{(4)} = \frac{1}{\omega W I_m^4} \left[5,33231 d_2\left(\frac{I_m}{2}\right) - 1,33307 d_2(I_m) \right].$$

$$\beta=5 \\ D_2^{(5)} = \frac{1}{\omega W I_m^2} \left[-11,998 d_2\left(\frac{I_m}{3}\right) + 0,74987 d_2\left(\frac{2I_m}{3}\right) \right];$$

$$D_4^{(5)} = \frac{1}{\omega W I_m^4} \left[26,995 d_2\left(\frac{I_m}{3}\right) - 6,74875 d_2\left(\frac{2I_m}{3}\right) \right].$$

$$\beta=6 \\ D_2^{(6)} = \frac{1}{\omega W I_m^2} \left[-13,4865 d_2\left(\frac{I_m}{3}\right) + 1,34865 d_2\left(\frac{2I_m}{3}\right) - 0,0999 d_2(I_m) \right];$$

* См. указ. соч.

$$D_4^{(6)} = \frac{1}{\omega W I_m^4} \left[43,8455 d_2 \left(\frac{I_m}{3} \right) - 13,491 d_2 \left(\frac{2I_m}{3} \right) + 1,12424 d_2 (I_m) \right];$$

$$D_6^{(6)} = \frac{1}{\omega W I_m^6} \left[-32,38 d_2 \left(\frac{I_m}{3} \right) + 12,952 d_2 \left(\frac{2I_m}{3} \right) - 2,15866 d_2 (I_m) \right].$$

$$D_2^{(7)} = \frac{1}{\omega W I_m^2} \left[-23,976 d_2 \left(\frac{I_m}{4} \right) + 2,3976 d_2 \left(\frac{I_m}{3} \right) - 0,1776 d_2 \left(\frac{3I_m}{4} \right) \right];$$

$$D_4^{(7)} = \frac{1}{\omega W I_m^4} \left[138,5735 d_2 \left(\frac{I_m}{4} \right) - 42,638 d_2 \left(\frac{I_m}{2} \right) + 3,55317 d_2 \left(\frac{3I_m}{4} \right) \right];$$

$$D_6^{(7)} = \frac{1}{\omega W I_m^6} \left[-181,932 d_2 \left(\frac{I_m}{4} \right) + 72,7727 d_2 \left(\frac{I_m}{2} \right) - 12,1288 d_2 \left(\frac{3I_m}{4} \right) \right].$$

$$D_2^{(8)} = \frac{1}{\omega W I_m^2} \left[-24,4544 d_2 \left(\frac{I_m}{4} \right) + 3,0568 d_2 \left(\frac{I_m}{2} \right) - 0,388165 d_2 \left(\frac{3I_m}{4} \right) + 0,027293 d_2 (I_m) \right];$$

$$D_4^{(8)} = \frac{1}{\omega W I_m^4} \left[172,69 d_2 \left(\frac{I_m}{4} \right) - 59,8044 d_2 \left(\frac{I_m}{2} \right) + 8,493 d_2 \left(\frac{3I_m}{4} \right) - 0,619277 d_2 (I_m) \right];$$

$$D_6^{(8)} = \frac{1}{\omega W I_m^6} \left[-351,97 d_2 \left(\frac{I_m}{4} \right) + 157,78 d_2 \left(\frac{I_m}{2} \right) - 36,4107 d_2 \left(\frac{3I_m}{4} \right) + 3,03422 d_2 (I_m) \right];$$

$$D_8^{(8)} = \frac{1}{\omega W I_m^8} \left[208,1142 d_2 \left(\frac{I_m}{4} \right) - 104,0571 d_2 \left(\frac{I_m}{2} \right) + 29,7306 d_2 \left(\frac{3I_m}{4} \right) - 3,7163 d_2 (I_m) \right].$$

$$D_2^{(9)} = \frac{1}{\omega W I_m^2} \left[-38,21 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) + 4,7762 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) - 0,6065 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) + 0,042645 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) \right];$$

$$D_4^{(9)} = \frac{1}{\omega W I_m^4} \left[421,606 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) - 146,007 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) + 20,7347 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) - 1,5119 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) \right];$$

$$D_6^{(9)} = \frac{1}{\omega W I_m^6} \left[-1342,66 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) + 601,882 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) - 138,896 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) + 11,57465 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) \right];$$

$$D_8^{(9)} = \frac{1}{\omega W I_m^8} \left[1240,457 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) - 620,23 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) + 177,208 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) - 22,151 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) \right].$$

$$\beta=10$$

$$D_2^{(10)} = \frac{1}{\omega W I_m^2} \left[-41,63 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) + 5,9471 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) - 0,991185 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) + 0,012898 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) - 0,0079295 d_2 (I_m) \right];$$

$$D_4^{(10)} = \frac{1}{\omega W I_m^4} \left[482,5063 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) - 180,44 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) + 33,515 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) - 4,33993 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) + 0,282216 d_2 (I_m) \right];$$

$$D_6^{(10)} = \frac{1}{\omega W I_m^6} \left[-1867,454 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) + 901,9283 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) - 215,5 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) + 36,61675 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) - 16,0343 d_2 (I_m) \right];$$

$$D_8^{(10)} = \frac{1}{\omega W I_m^8} \left[2787,3 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) - 1504,258 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) + 508,7933 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) - 95,8596 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) + 47,1924 d_2 (I_m) \right];$$

$$D_{10}^{(10)} = \frac{1}{\omega W I_m^{10}} \left[-1376,28 d_2 \left(\frac{I_m}{5} \right) + 786,446 d_2 \left(\frac{2I_m}{5} \right) - 294,917 d_2 \left(\frac{3I_m}{5} \right) + 65,5372 d_2 \left(\frac{4I_m}{5} \right) - 41,944 d_2 (I_m) \right].$$

Поступило в редакцию
17 июня 1968 г.

УДК 654.147.2/3

А. Г. КОЗАЧОК, Ю. Н. СОЛОДКИН
(Новосибирск)

ПОГРЕШНОСТЬ ДАТЧИКОВ ПРИ ПЕРЕДАЧЕ ПИКОВОГО ЗНАЧЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ

Определение погрешности датчиков при передаче пикового значения импульсов является сложной задачей. Обычно она решается для каждого конкретного случая в отдельности. Чаще всего для расчета используются преобразования Фурье или Лапласа. Однако временные функции, получаемые в результате расчета на выходе датчика, даже для простых по форме входных импульсов, довольно промоздки и нахождение их пикового значения затруднительно [1]. Экспериментальное исследование погрешности при передаче пикового значения импульсов также связано со значительными трудностями, так как сложно получить на входе датчика импульс нужной формы.

В данной работе используется метод моделирования. С помощью этого метода проведен анализ погрешностей датчиков при передаче типовых импульсов и получено решение в виде графиков, связывающих между собой параметры датчика, длительность импульсов и погрешность передачи пикового значения. Эти графики позволяют, не прибегая к промоздким расчетам, оценить погрешность датчика для многих практических случаев.

В качестве типовых импульсов рассматриваются прямоугольный, полусинусоидальный и колокольный. Так как прямоугольный импульс имеет наибольшую ширину спектра, колокольный — минимальный спектр, а полусинусоидальный занимает примерно среднее положение между ними, то решение, полученное для типовых сигналов, позволит оценить погрешность для большинства других форм импульсов.

Генератором типовых импульсов служил фотоформер [2]. Для моделирования датчика использовалось электронное моделирующее устройство типа МН-7.