

В. І. ГУЗЬ, С. А. ХОЗЯІНОВ

ПРО МОЖЛИВІСТЬ ЗМЕНШЕННЯ ПОХИБКИ ФАЗОМЕТРІВ З ПЕРЕТВОРЕННЯМ СИНУСОЇДНОЇ НАПРУГИ В КОРОТКІ ІМПУЛЬСИ

Принципи побудови двоканальних фазометрів (з множенням різниці фаз і без нього) дуже різноманітні і описані в [1] — [3]. У двоканальних фазометрах з множенням різниці фаз вихідні синусоїдні напруги $U_1 \sin(\Omega t + \varphi_0)$ і $U_2 \sin(\Omega t + \varphi_0 + \varphi_x)$ часто перетворюються в послідовність коротких імпульсів, часовий зсув між якими пропорційний вимірюваній різниці фаз.

Якщо використати для вимірювання n -ї гармоніки цих послідовностей, то вихідна різниця фаз буде при цьому помножена в n раз. Але досягненню високої точності часто заважає наявність дрейфу в каскадах формування коротких імпульсів.

На рис. 1, а показана часова діаграма перетворення синусоїдної напруги в послідовність коротких імпульсів за допомогою підсилювачів-обмежувачів, причому передбачається, що в наступному пристрої множення фази використовують тільки імпульси, які з'являються в момент одного з переходів синусоїдної напруги через «0».

При наявності дрейфу по постійному струму в підсилювачах-обмежувачах часова діаграма матиме вид, показаний на рис. 1, б.

З рисунка видно, що в результаті дрейфу імпульси змінюють своє положення в часі на величину t_0 ; це приводить до зсуву фазового спектра на величину

$$\Delta\psi_n = n\Omega t_0. \quad (1)$$

У рівнянні (1) $\Delta\psi_n$ — зсув фази n -ї гармоніки в результаті дрейфу; Ω — частота слідування імпульсів; t_0 — зсув імпульсів у часі.

Якщо при вимірюванні різниці фаз використовується n -а гармоніка, то наявність дрейфу викличе зміну показань приладу на величину, яка визначається рівнянням (1), і похибка вимірювання $\delta\psi = \Omega t_0$ має порядок 0,02—0,2°.

У точних фазометричних приладах така похибка зсуву нуля часто недопустима. Для зменшення її пропонується використати в

пристрої множення фази імпульсів, сформовані в моменти обох переходів синусоїдної напруги через «0». Часова діаграма такого перетворення при наявності дрейфу нуля в обмежувачах показана на рис. 1,в.

Покажемо, що в деяких умовах зсув фазового спектра такої послідовності буде значно менше залежати від t_0 (а значить, від дрейфу), ніж $\Delta\psi_n$, що визначається рівнянням (1).

За умови, що

$$E_I = E_{II}, \quad \tau_I = \tau_{II}, \quad \Delta t = |t_{0I}| - |t_{0II}| = 0, \quad (2)$$

функція, показана на рис. 2,а, б,— парна відносно вибраної системи координат. При розкладанні її в ряд Фур'є справедливе співвідношення $b_n = 0$ (b_n — коефіцієнт ряду Фур'є). У цьому випадку фазовий спектр може бути виражений рівнянням

$$\psi_n = k\pi \quad (3)$$

($k = 0, 1, 2, \dots$) і не залежить від t_0 . Такий висновок справедливий при рівних тривалості та амплітуді імпульсів, а також при рівності часових зсувів $|t_{0I}| = |t_{0II}|$. У реальних схемах внаслідок деякої асиметрії амплітуда та тривалість імпульсів I і II не рівні між собою. Крім того, $\Delta t \neq 0$ (рис. 2,в).

Розглянемо фазовий спектр при неідентичності імпульсів, сформованих у моменти обох переходів синусоїдної напруги через «0», вважаючи імпульси прямокутними.

1. $E_I \neq E_{II}, \quad \tau_I = \tau_{II}, \quad \Delta t \neq 0$.

Використовуючи розкладання в ряд Фур'є для послідовності 2, в, одержимо

$$\Delta\psi_{2n} = \arctg \left[\frac{(1-a) \cos 2n\Omega \frac{\Delta t}{2} \sin 2n\Omega t_0 - (1+a) \sin 2n\Omega \frac{\Delta t}{2} \cos 2n\Omega t_0}{-(1+a) \cos 2n\Omega \frac{\Delta t}{2} \cos 2n\Omega t_0 - (1-a) \sin 2n\Omega \frac{\Delta t}{2} \sin 2n\Omega t_0} \right]; \quad (4)$$

$$\Delta\psi_{2n+1} = \arctg \left[\frac{-(1-a) \cos (2n+1)\Omega \frac{\Delta t}{2} \cos (2n+1)\Omega t_0 - (1+a) \sin (2n+1)\Omega \frac{\Delta t}{2} \sin (2n+1)\Omega t_0}{-(1+a) \cos (2n+1)\Omega \frac{\Delta t}{2} \sin (2n+1)\Omega t_0 + (1-a) \sin (2n+1)\Omega \frac{\Delta t}{2} \cos (2n+1)\Omega t_0} \right]; \quad (5)$$

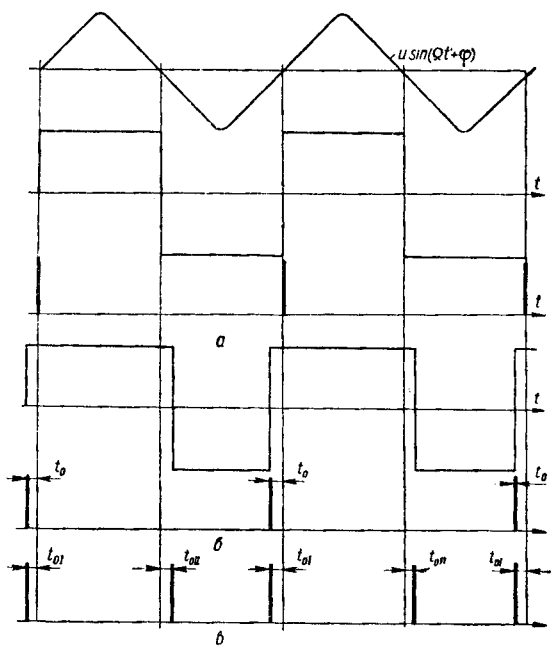


Рис. 1.

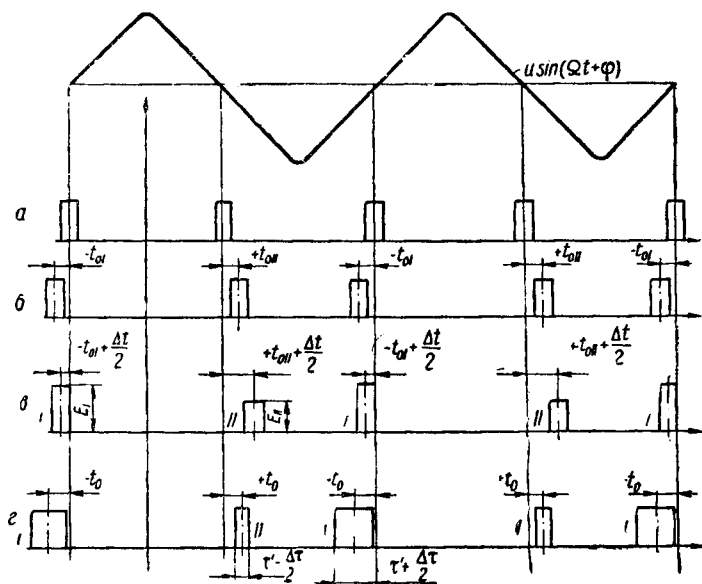


Рис. 2.

де

$$a = \frac{E_I}{E_{II}}; \quad \Delta t = |t_{0I}| - |t_{0II}|;$$

Ω — частота першої гармоніки.

Якщо $\Delta t = 0$, $a \neq 1$, з рівнянь (4) і (5) одержимо

$$\Delta\psi_{2n} = -\operatorname{arctg} \left[\frac{1-a}{1+a} \operatorname{tg} 2n\Omega t_0 \right]; \quad (6)$$

$$\Delta\psi_{2n+1} = \operatorname{arctg} \left[\frac{1-a}{1+a} \operatorname{ctg} (2n+1)\Omega t_0 \right]. \quad (7)$$

Якщо $a = 0$, $\frac{\partial\psi_n}{\partial t_0} = n\Omega$, що відповідає (1).

Якщо $a = 1$, $\frac{\partial\psi_n}{\partial t_0} = 0$ (виключаючи точки $2n\Omega t_0 = (2k+1)\frac{\pi}{2}$ для парних і $(2n+1)\Omega t_0 = k\pi$ для непарних гармонік), що відповідає рівнянню (3).

Із рівнянь (4) і (5) також виходить, що при $\Delta t \neq 0$, $a = 1$

$$\Delta\psi_{2n} = n\Omega t_0; \quad (6a)$$

$$\Delta\psi_{2n+1} = \frac{2n+1}{2} \Omega t_0. \quad (7a)$$

2. Для послідовності 1, ж ($E_I = E_{II}$, $\tau_I \neq \tau_{II}$, $\Delta t = 0$)

$$\Delta\psi_{2n} = -\operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{2n\Omega\Delta\tau}{4} \operatorname{ctg} \frac{2n\Omega\tau'}{2} \operatorname{tg} 2n\Omega t_0 \right]; \quad (8)$$

$$\Delta\psi_{2n+1} = \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{(2n+1)\Omega\Delta\tau}{4} \operatorname{ctg} \frac{(2n+1)\Omega\tau'}{2} \operatorname{ctg} (2n+1)\Omega t_0 \right]; \quad (9)$$

де

$$\tau' = \frac{\tau_I + \tau_{II}}{2}, \quad \Delta\tau = \tau_I - \tau_{II}.$$

Вирази (6) — (9) можна записати у вигляді

$$\Delta\psi_{2n} = \operatorname{arctg} [N \operatorname{tg} 2n\Omega t_0]; \quad (8a)$$

$$\Delta\psi_{2n+1} = \operatorname{arctg} [N \operatorname{ctg} (2n+1)\Omega t_0]. \quad (9a)$$

Найважливішою властивістю функцій (8a), (9a) є абсолютна величина кута нахилу фазової характеристики $\left| \frac{\partial \psi_n}{\partial t_0} \right|$. Похідні $\frac{\partial \psi_n}{\partial t_0}$ для парних і непарних гармонік відповідно дорівнюють

$$\left| \frac{\partial \psi_{2n}}{\partial t_0} \right| = \frac{|N| 2n\Omega}{\cos^2 2n\Omega t_0 + N^2 \sin^2 2n\Omega t_0}; \quad (10)$$

$$\left| \frac{\partial \psi_{2n+1}}{\partial t_0} \right| = \frac{|N| (2n+1)\Omega}{\sin^2 (2n+1)\Omega t_0 + N^2 \cos^2 (2n+1)\Omega t_0}. \quad (11)$$

Не важко показати, що в точках $n\Omega t_0 = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \dots$ похідні досягають екстремальних значень. Значення похідних у цих точках:

1) $n\Omega t_0 = 0, \pi, 2\pi, \dots$;
 $\left| \frac{\partial \psi_{2n}}{\partial t_0} \right| = |N| 2n\Omega$, що для $|N| < 1$ відповідає мінімуму, а для $|N| > 1$ — максимуму;
 $\left| \frac{\partial \psi_{2n+1}}{\partial t_0} \right| = \frac{1}{|N|} (2n+1)\Omega$, що для $|N| < 1$ відповідає максимуму, а для $|N| > 1$ — мінімуму.

2) $n\Omega t_0 = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi, \dots$;

$$\left| \frac{\partial \psi_{2n}}{\partial t_0} \right| = \frac{1}{|N|} 2n\Omega; \quad \left| \frac{\partial \psi_{2n+1}}{\partial t_0} \right| = |N| (2n+1)\Omega.$$

Порівняння з рівнянням (1) показує, що зменшення зсуву фазового спектра при наявності дрейфу в каскадах формування і при нерівній амплітуді та тривалості імпульсів послідовностей I і II досягається найкращим засобом:

а) для парних гармонік в околі точок $2n\Omega t_0 = 2k \frac{\pi}{2}$, якщо $|N| < 1$, та в околі точок $2n\Omega t_0 = (2k+1) \frac{\pi}{2}$, якщо $|N| > 1$, де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$;

б) для непарних гармонік в околі точок $(2n+1)\Omega t_0 = (2k+1) \frac{\pi}{2}$ для $|N| < 1$ і в околі точок $(2n+1)\Omega t_0 = 2k \frac{\pi}{2}$ для $|N| > 1$.

Для різних амплітуд сформованих імпульсів (рівняння (6) і (7)) завжди виконується умова $|N| < 1$. Щодо рівнянь (8) і (9), то величина коефіцієнта N залежить від співвідношення між τ і $\Delta\tau$. Графіки функцій, виражені рівняннями (8a), (9a), показані на рис. 3.

Для порівняння на тому ж графіку наведена пряма лінія, що відповідає рівнянню (1). Нахил фазової характеристики $\frac{\partial \psi_n}{\partial t_0}$, який відповідає (8a) і (9a), може бути більше або менше величини $n\Omega$, визначеної рівнянням (1), в залежності від значення $n\Omega t_0$.

Для окремого випадку парних гармонік і нерівних амплітуд імпульсів ($E_I \neq E_{II}$, $\tau_I = \tau_{II}$, $\Delta t = 0$) графіки функцій (6), (1) та їх похідних показані на рис. 4 (не враховуючи знак).

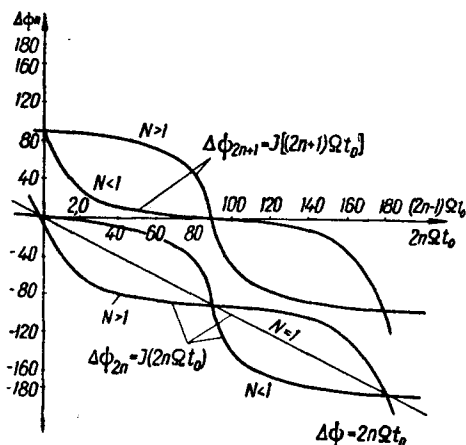


Рис. 3.

Із рисунка видно, що величина похідної $\frac{\partial \psi_{2n}}{\partial t_0}$, визначувана рівнянням (6), менше величини $2n\Omega$ на відрізку $2n\Omega t_0 \text{ макс} \div \div + 2n\Omega t_0 \text{ макс}$, що лежить в околі точок $2n\Omega t_0 = 2k \frac{\pi}{2}$.

Таким чином, для зменшення зсуву фазового спектра необхідно, щоб величина можливого дрейфу вкладалась в діапазон $\pm 2n\Omega t_0 \text{ макс}$.

Треба сказати, що в границі (для $a = \frac{E_I}{E_{II}} = 1$) фазова характеристика $\Delta \psi_{2n} = f(2n\Omega t_0)$ вироджується в ламану $ABCD$, у точках $2n\Omega t_0 = (2k + 1) \frac{\pi}{2}$ фаза змінює своє значення на 180° , діапазон $\pm 2n\Omega t_0 \text{ макс}$ визначається нерівністю $2n\Omega t_0 \text{ макс} < \frac{\pi}{2}$.

Як правило, не виникає труднощів визначити, яку гармоніку використовує прилад, парну чи непарну. Індикацією ж того, що

$n\Omega t_0$ близько $2k \frac{\pi}{2}$ або $(2k + 1) \frac{\pi}{2}$, може бути максимум амплітуди парної або непарної гармоніки. Наприклад, для парних гармонік і $E_I \neq E_{II}$, $\tau_I = \tau_{II}$

$$A_{2n} = \sqrt{a_{2n}^2 + b_{2n}^2} = \frac{E \sin 2n\Omega \frac{\tau}{2}}{n\pi} \cdot \sqrt{1 + 2a \cos 4n\Omega t_0 + a^2};$$

$$\frac{\partial A_{2n}}{\partial t_0} = - \frac{E \sin 2n\Omega \frac{\tau}{2} 2a \sin 4n\Omega t_0 4n\Omega}{2n\pi \sqrt{1 + 2a \cos 4n\Omega t_0 + a^2}}.$$

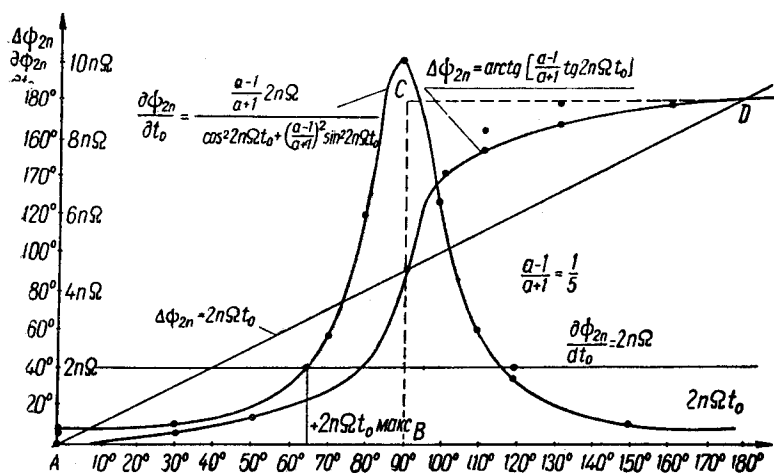


Рис. 4.

Похідна перетворюється в нуль у точках $2n\Omega t_0 = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \dots$, причому максимуму амплітуди відповідають точки $2n\Omega t_0 = 0, \pi, 2\pi$ (для парних гармонік). Для непарних гармонік максимуму амплітуди відповідають точки $(2n + 1)\Omega t_0 = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi, \dots$

Висновки

1. З наведеного аналізу випливає, що при конструюванні фазовимірювальних приладів з використанням вищих гармонік імпульсної послідовності бажано формувати імпульси двічі за період синусоїдної напруги. Таке формування в ідеальному випадку ($E_I = E_{II}$, $\tau_I = \tau_{II}$, $\Delta t = 0$) виключає похибки, зв'язані з дрей-

фом у формуючих каскадах (якщо можлива величина зсуву фази n -ної гармоніки $n\Omega t_0$ вкладається в діапазон $-\frac{\pi}{2} \div \frac{\pi}{2}$).

2. При невиконанні умови (2) зсув фазового спектра імпульсної послідовності та відповідний зсув фази n -ної гармоніки, що використовується в приладі, можна визначити, застосовуючи формули (4) — (9) (для випадку прямокутних або близьких до прямокутних імпульсів).

3. При цьому треба враховувати:

а) у випадку використання парних гармонік для зменшення зсуву фазового спектра в околі точки $2n\Omega t_0 = 2k \frac{\pi}{2}$ для $|N| < 1$ і

$$2n\Omega t_0 = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \text{ для } |N| > 1;$$

б) у випадку непарних гармонік найкращою, з цієї точки зору, є околі точки $(2n + 1)\Omega t_0 = (2k + 1) \frac{\pi}{2}$ для $|N| < 1$ і

$$(2n + 1)\Omega t_0 = 2k \frac{\pi}{2} \text{ для } |N| > 1.$$

При невиконанні цих умов зсув фазового спектра внаслідок дрейфу формуючих каскадів може досягати значної величини і набагато перевищити значення $n\Omega t_0$.

Л І Т Е Р А Т У Р А

1. Вишенчук И. М., Котюк А. Ф., Мизюк Л. Я. Электромеханические и электронные фазометры. Госэнергоиздат, 1962.

2. Карпов Р. Г. Измерение малых разностей фаз двух синусоидальных напряжений.— ПТЭ, 1960, 1.

3. Медведев В. И. К вопросу о радиointерференционном методе измерения малых промежутков времени с применением умножения частоты.— Вестник Московского университета, 1959, 6, серия математики, механики, астрономии, физики, химии.

В. И. ГУЗЬ, С. А. ХОЗЯИНОВ

О ВОЗМОЖНОСТИ УМЕНЬШЕНИЯ ПОГРЕШНОСТИ ФАЗОМЕТРОВ С ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ СИНУСОИДАЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ В КОРОТКИЕ ИМПУЛЬСЫ

К р а т к о е с о д е р ж а н и е

Рассматривается возможность уменьшения погрешности некоторых фазоизмерительных устройств, использующих преобразование входных синусоидальных сигналов в последовательности коротких импульсов.

Ошибки, вызываемой дрейфом каскадов формирования коротких импульсов, можно в значительной степени избежать, используя в фазоизмеритель-

ном устройстве импульсы, сформированные в момент обоих переходов синусоиды через «0».

Приводятся расчетные формулы, связывающие между собой величину дрейфа, амплитуду и фазу n -ой гармоники импульсной последовательности при неидентичности импульсов, сформированных в моменты обоих переходов синусоиды через «0».

V. I. GUSE, S. A. HOZAINOV

ABOUT THE POSSIBILITY TO DECREASE THE ERROR
OF THE PHASE-MEASURING SETS, WHICH USE THE TRANSFORMATION
OF THE SINEWAVE SIGNALS INTO SHORT PULSES

S u m m a r y

The article tells about the possibility to decrease the error of some phase-measuring sets, which use the transformation of input sinewave signals into succession of short pulses.

The error caused by the drift of forming stages is shown to be largely self-canceling if the set for measuring of phase shifts uses the pulses, formed at the instants both positive and negative going axis crossing.

The article contains formulas for n -harmonic amplitude and phase depending on drift if the pulses shaped at the instants of positive and negative going axis crossing are not identical.