

МЕТОД ЧАСТОТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

В статье представлен метод формирования по точкам перехода через ноль отраженного от объекта сигнала и гетеродинного колебания в последовательность прямоугольных импульсов и последующего их преобразования как логических событий с использованием конъюнкции и фильтрации низких частот. Для предложенного метода преобразования приведен анализ и получена оценка методической погрешности трансформации фазы отраженного сигнала в низкочастотную область.

Ключевые слова: сигнал, спектр, частотное преобразование.

Фаза в качестве носителя измерительной информации особенно эффективно используется в радиотехнических системах (системы радионавигации, доплеровские системы и тому подобное). Сама фаза, содержащая информацию о скорости и удаленности объекта, в этих системах является функцией времени с медленным законом модуляции, при котором с установленной погрешностью угловая скорость на любом произвольно выбранном сечении времени $[t_c, t_c + T_{пр}]$ принимается постоянной.

Наибольший интерес для разработчиков неизменно представляет гетеродинный способ переноса фазы в низкочастотную область, который теоретически неограниченно позволяет формировать интервал времени, пропорциональный фазовому сдвигу. Традиционно этот способ реализуется перемножением гетеродинного (излучаемого) сигнала с частотой ω_r и отраженного от объекта сигнала с частотой ω_c посредством смесителя с фильтром низких частот (ФНЧ) для выделения колебания с разностной частотой и усилителя с автоматическим регулированием усиления (АРУ), необходимого для поддержания постоянной амплитуды на выходе смесителя. Наличие АРУ неизбежно вызывает переходные процессы, сопровождающиеся амплитудно-фазовой конверсией [1], в результате чего измерительный сигнал в канале подвергается паразитной фазовой модуляции, что приводит к появлению инструментальной погрешности.

Существенно уменьшить амплитудно-фазовую конверсию можно формированием по точкам перехода через ноль отраженного от объекта сигнала и гетеродинного колебания в последовательность прямоугольных импульсов (с целью подавления амплитудной модуляции) и пос-

ледующего их преобразования как логических событий с использованием конъюнкции и фильтрации низких частот. Основной задачей исследования при этом остается оценка методической погрешности трансформации фазы отраженного сигнала в низкочастотную область.

В общем случае радиоинтерферометрические сигналы, которыми по существу являются гетеродинное (излучаемый) и отраженное колебание, являются некогерентными. Вместе с тем для анализа измерительной части спектра сигнала, полученного в результате конъюнкции указанных колебаний, можно оттолкнуться от теоретических положений, используемых в [2] и [3], суть которых представлена на рисунке 1, где имеет место когерентность между гетеродинным сигналом $e_r(t)$ и информационным (в нашем случае – отраженным) сигналом $e_x(t)$, выраженная в соотношении

$$\frac{\omega_c}{\omega_r} = \frac{m}{l}, m \in Z_p, l \in Z_p, \quad (1)$$

где Z_p – область целых положительных чисел. Исходя из этого интервал когерентности

$$T_{пр} = mT_r = m/2\pi\omega_r = lT_c = l/2\pi\omega_c. \quad (2)$$

Из теоретических выкладок в [2] следует, что интервал t_x , пропорциональный текущему значению фазы отраженного сигнала, в преобразованном сигнале $e(t)$ после логического перемножения и отфильтрованном низкочастотном сигнале $e_{нч}(t)$, по форме близкой к треугольной, увеличивается в m раз, то есть во столько раз увеличивается потенциальная разрешающая способность определения информационной фазы.

Если для соотношения (1) невозможно подобрать m и n , то нарушается когерентность. Но именно этот момент и представляет практичес-

кий интерес для применения данного вида преобразования двух сигналов $e_r(t)$ и $e_x(t)$ на практике. В начале, исходя из гипотезы, что процесс радиоинтерференции когерентен, запишем выражения комплексных амплитудных спектров гетеродинного и отраженного колебаний, представленных на рисунке 1, используя методику, изложенную в [4], с учетом равенства амплитуды колебаний единице (логическое событие):

а) для функции $e_r(t)$:

$$\dot{a}_k = \frac{1}{\kappa\pi} \sin \frac{\kappa\omega_r \tau_r}{2}; \quad (3)$$

б) для функции $e_c(t)$:

$$\dot{b}_n = \frac{1}{n\pi} \sin \frac{n\omega_c \tau_c}{2} \exp(-jn\omega_c t_x). \quad (4)$$

Пусть частота гетеродина будет нижней, а значит $m > l$. Введем величину $s = m - l$. С учетом этого разностную частоту, с которой связан конечный результат преобразования частоты, можно представить как $\omega_M = \omega_c - \omega_r$, а частоту повторения Ω результата произведения как

$$\Omega = \frac{2\pi}{T_{пр}} = \frac{\omega_r}{l} = \frac{\omega_c}{m} = \frac{\omega_M}{s}, \quad m = 3, 4, 5, 6, \dots \quad (5)$$

Выражение спектра произведения $e(t)$, представленного на рисунке 1, в общем виде ничем не отличается от приведенного в [2], поэтому для дальнейшего анализа возьмем из него слагаемое, которое содержит низкочастотные составляющие произведения для разностных частот:

$$e_p(t) = \sum_{\substack{\kappa=1 \\ n=1}}^{\infty} 2|\dot{a}_\kappa| |\dot{b}_n| \cos[(\kappa\omega_r - n\omega_c)t + n\omega_c t_x]$$

и произведем в них замены с учетом (5):

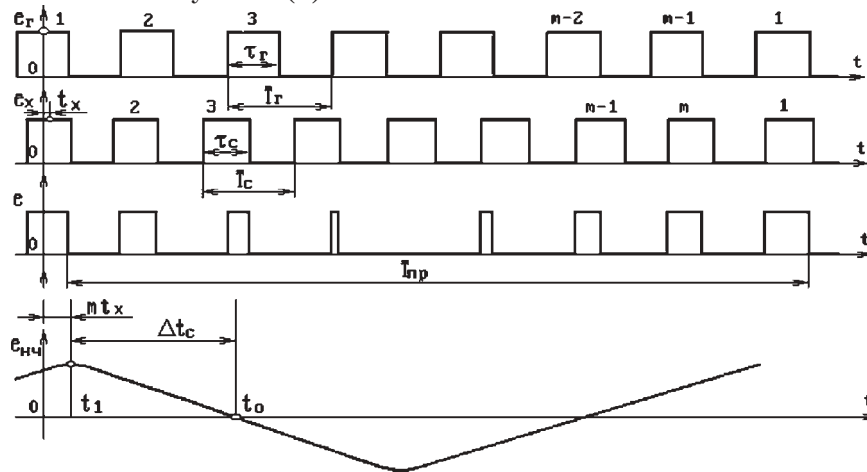


Рисунок 1

$$e_p(t) = \sum_{\substack{\kappa=1 \\ n=1}}^{\infty} 2|\dot{a}_\kappa| |\dot{b}_n| \cos\{[nm - \kappa l]\Omega t - nm\Omega t_x\}. \quad (6)$$

Выражение в квадратных скобках, по сути, есть номер гармоник вновь полученного линейчатого спектра (изменение знака этой разности всего лишь меняет знак фазы гармоники), за исключением постоянной составляющей: $N = |nm - \kappa l| \neq 0$. Решим целочисленное уравнение $N = |nm - \kappa l|$ относительно n и κ , учитывая, что все переменные в этом уравнении целые и положительные числа.

1) При $n = \kappa$: $N = nm - nl = \kappa m - \kappa l = ns = \kappa s$. Отсюда

$$n = \kappa = N/s = r \quad (7)$$

для N , делящихся без остатка на s .

2) При $nm - \kappa l > 0$: $nm - \kappa l = nm - \kappa(m - s) = N$;

$\kappa - n = (\kappa s - N)/m = p_1$, где $p_1 \in Z_p$.

Отсюда

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= (p_1 m + \delta) / s; \\ n &= (p_1 l + N) / s. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Очевидно, что множество целых чисел p_1 имеет интервал s и некое начальное значение начала множества, зависящее от выбранного номера N :

$$p_1 = p_{1N} + qs, \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

Для определения p_{1N} были использованы положения и приемы, изложенные в [5] и результаты анализа множества числовых вариантов.

Методика определения заключается в следующем. В начале определяется коэффициент некротности ϵ между m и l как остаток от деления m на s или l на s :

$$\varepsilon = D[m/s] = D[(l+S)/s] = D[l/S]. \quad (10)$$

Причем, если остаток ноль, то в качестве остатка берется s .

Затем составляется уравнение целочисленной зависимости для случая $nm - \kappa(m-s) > 0$: $\mu s - \Delta p_1 \varepsilon = +1$, где $\mu \in Z_p$, а Δp_1 является множеством смещений начальных значений p_{1N} для любых N , при этом естественно, что $\Delta p_1 \in Z_p$. Отсюда

$$\Delta p_1 = (\mu s - 1) / \varepsilon. \quad (11)$$

Далее составляется искомая положительная целочисленная зависимость:

$$p_{1N} = D[\Delta p_1 N / s], \quad (12)$$

причем при $D[\Delta p_1 N / s] = 0$ в качестве остатка от деления, как и для (10), берется s .

3) При $\kappa l - nm > 0$: $\kappa l - nm = \kappa(m-s) - nm = N$; $\kappa - n = (\kappa s + N)m = p_2$, $p_2 \in Z_p$.

Отсюда

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= (p_2 m - N) / s, \\ n &= (p_2 l - N) / s, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где, как и для (9): $p_2 = p_{2N} + qs$, $q = 0, 1, 2, 3, \dots$

Составляем уравнение целочисленной зависимости для случая

$$nm - \kappa(m-s) < 0: \mu s - \Delta p_1 \varepsilon = -1, \quad (14)$$

где $\mu \in Z_p$, а Δp_2 является множеством смещений начальных значений p_{2N} для любых N , при этом $\Delta p_2 \in Z_p$. Отсюда

$$\Delta p_2 = (\mu s + 1) / \varepsilon. \quad (15)$$

И, наконец, составляется положительная целочисленная зависимость:

$$p_{2N} = D[\Delta p_2 N / s], \quad (16)$$

причем при $D[\Delta p_2 N / s] = 0$ в качестве остатка от деления, как и для (12), берется s .

Полученные зависимости (7)-(16) позволяют разложить низкочастотную составляющую (6) на следующие слагаемые:

$$\begin{aligned} e_p(t) &= \sum_{r=1}^{\infty} 2|\dot{a}_r| |\dot{b}_r| \cos[r\omega_m t - r m \omega_m t_x / s] + \\ &+ \sum_{N=1}^{\infty} \sum_{p_1(q=0)}^{\infty} 2|\dot{a}_\kappa| \{ \kappa = (p_1 m + N) / s \} \cdot |\dot{b}_n| \{ n = (p_1 l + N) / s \} \cdot \\ &\cdot \cos[N\Omega t - (p_1 l + N) m \Omega t_x / s] + \\ &+ \sum_{N=1}^{\infty} \sum_{p_2(q=0)}^{\infty} 2|\dot{a}_\kappa| \{ \kappa = (p_2 m - N) / s \} \cdot |\dot{b}_n| \{ n = (p_2 l - N) / s \} \cdot \\ &\cdot \cos[N\Omega t + (p_2 l - N) m \Omega t_x / s]. \end{aligned} \quad (17)$$

Анализ (17) показывает, что имеется сумма колебаний в двух базисах: первое слагаемое имеет интервал ортогональности $T_M = 2\pi\omega_m$, а два других $-T_{HP} = 2\pi/\Omega$. Обозначим первое как $e_{HЧ}(t)$ (полезное), а последние как $e_{ФЛ}(t)$ (флюктуационное – паразитное). Произведем прямое преобразование Фурье первого слагаемого с учетом (7):

$$\begin{aligned} \dot{c}_r &= \frac{1}{T_M} \int_0^{T_M} \left(\sum_{r=1}^{\infty} |\dot{a}_r| |\dot{b}_r| \exp\{j[r\omega_m t - r m \omega_m t_x / s]\} \right) \exp\{-j[r\omega_m t]\} dt = \\ &= \frac{1}{\pi^2 r^2} \sin \frac{r\omega_r \tau_r}{2} \sin \frac{r\omega_c \tau_c}{2} \exp\{-j r \omega_m t_x / s\}. \end{aligned} \quad (18)$$

Аналогично произведя преобразование Фурье на интервале $T_{HP} = 2\pi/\Omega$, получим выражение спектра для второй половины (17):

$$\begin{aligned} \dot{d}_N &= \frac{1}{\pi^2} \left[\sum_{\substack{p_1=p_{1N}+qs \\ q=0}}^{\infty} \frac{s^2 \exp[-j(p_1 l + N) m \Omega t_x / s]}{(p_1 l + N)(p_1 m + N)} \sin \frac{(p_1 m + N) \Omega \tau_r}{2s} \times \right. \\ &\times \sin \frac{(p_1 l + N) m \Omega \tau_c}{2s} + \sum_{\substack{p_2=p_{2N}+qs \\ q=0}}^{\infty} \frac{s^2 \exp[j(p_2 l - N) m \Omega t_x / s]}{(p_2 l - N)(p_2 m - N)} \times \\ &\left. \times \sin \frac{(p_2 m - N) \Omega \tau_r}{2s} \sin \frac{(p_2 l - N) m \Omega \tau_c}{2s} \right] \quad (19) \end{aligned}$$

Общий характер поведения спектра, представленного суммой (18) и (19), показан на рисунке 2.

Из сопоставления фазовых множителей информационного спектра (4) и преобразованного (18) следует, что в результате спектрального преобразования произошло увеличение интервала t_x в m/s раз (рисунок 1), который можно измерять счетными методами. При этом линейный характер увеличения сопровождается методической погрешностью, вносимой составляющей $e_{ФЛ}(t)$, влияние которой необходимо установить.

При скважности перемножаемых импульсных последовательностей $e_r(t)$ и $e_x(t)$, равной двум (рисунок 1: $T_c / \tau_c = 2; T_r / \tau_r = 2$ – принадлежность рассматриваемого метода преобразования), первое слагаемое (17) принимает вид:

$$e_{HЧ}(t) = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{2}{\pi^2 r^2} \cos[r\omega_m(t - m t_x / s)], r=1, 3, 5, 7, \dots, \quad (20)$$

которое представляет собой колебание треугольной формы. Решением аргумента по момен-

ту пересечения временной оси дает следующий результат:

$$t_k = (\pi/2 \pm k\pi) / \omega_M + mt_x / s, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (21)$$

Таким образом, существует линейная зависимость между моментами пересечения t_k и величиной информационного параметра t_x . Следовательно, в качестве регистрируемого параметра можно взять моменты пересечения через ноль отфильтрованного из произведения $e(t)$ сигнала квазитреугольной формы. Приставка «квази» появляется в связи с тем, что выражение (20) трансформируется в выражение с конечным числом u слагаемых:

$$e_{НЧ}(t) = \sum_{r=1}^u \frac{2}{\pi^2 r^2} \cos[r\omega_M(t - mt_x / s)]; \quad r = 1, 3, 5, 7, \dots, u, \quad (22)$$

где величина u определяется граничной частотой фильтрации ФНЧ и должна удовлетворять условию: $u < \omega_r / \omega_M$ (на практике $u < m/2$). При этом очевидно, что данное ограничение на корни решения (21) не влияет.

Для оценки методической погрешности линейного преобразования, представленного (21), рассмотрим влияние сигнала со спектром (19) на погрешность этого преобразования. С учетом условия преобразования $T_c / \tau_c = 2; T_r / \tau_r = 2$ выражение (19) примет вид:

$$\dot{d}_N = \frac{s^2}{\pi^2 N^2} \left[\sum_{p_1=p_{1N}+qs}^{\infty} \frac{\exp[-j p_1 l \omega_c t_x / s]}{(p_1 l / N + 1)(p_1 m / N + 1)} (-1)^{(k_1+n_1)/2-1} + \sum_{p_2=p_{2N}+qs}^{\infty} \frac{\exp[j(p_2 l \omega_c t_x / s)]}{(p_2 l / N - 1)(p_2 m / N - 1)} (-1)^{(k_2+n_2)/2-1} \right] \exp\left[-\frac{j N m \Omega t_x}{s}\right], \quad (23)$$

где k_1, n_1 и k_2, n_2 — только нечетные и определяются соответственно выражениями (8) и (12).

Для упрощения последующего анализа перенесем систему координат по оси t на величину $t_{CM} = mt_x / s$ в точку $0'$ (рисунок 3), так как это не изменит взаимосвязь информационной и флюктуационной составляющих. В этом слу-

чае выражение (23) приобретает более простой вид:

$$\dot{d}_{0N} = \frac{s^2}{\pi^2 N^2} \left[\sum_{p_1=p_{1N}+qs}^{\infty} \frac{\exp[-j p_1 l \omega_c t_x / s]}{(p_1 l / N + 1)(p_1 m / N + 1)} (-1)^{(k_1+n_1)/2-1} + \sum_{p_2=p_{2N}+qs}^{\infty} \frac{\exp[j(p_2 l \omega_c t_x / s)]}{(p_2 l / N - 1)(p_2 m / N - 1)} (-1)^{(k_2+n_2)/2-1} \right] \quad (24)$$

Учитывая, что p_1 и p_2 являются многозначными решениями системы сложных целочисленных уравнений с положительными переменными m и l , где по крайней мере одно из них должно быть простым числом, то весь последующий анализ базировался на большом количестве эмпирического числового материала, полученного для различных значений m и l . Было рассмотрено и систематизировано множество значений $p_1, p_2, k_1, k_2, n_1, n_2$ и \dot{d}_{0N} для более чем 100 вариантов комбинаций между m и l . Выводы анализа систематизированных численных результатов приводятся ниже.

1) Установлено, что спектр \dot{d}_{0N} представлен только половиной гармонических составляющих с номерами

$$N = D[s/2], (D[s/2]+2), \dots, s, (s+2), \dots, \quad (25)$$

где $D[s/2]$ — остаток от деления s на 2, причем, если остаток ноль, то вместо остатка берется число 2.

2) Выражение (24) с номерами спектральных составляющих (25) содержит суммы только половины членов рядов — с четными парами p_1 и p_2 , начиная с некоторых значений p_{q1N}, p_{q2N} , причем всегда $p_{q1N} + p_{q2N} = 2s$, за исключением значений \dot{d}_{0N} , совпадающих по частоте с компонентами \dot{c}_r .

На основании этих выводов для определения методической погрешности оказалось достаточно ограничиться только первыми значащими членами p_{q1N}, p_{q2N} рядов в выражении

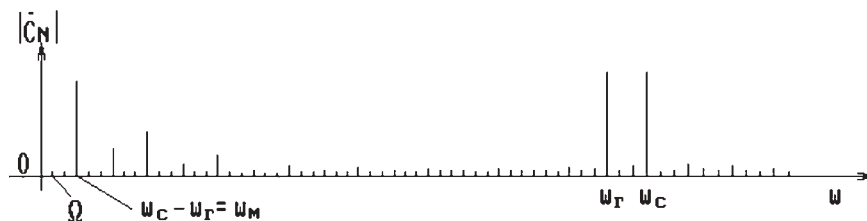


Рисунок 2

(24). Поскольку при этом было зарегистрировано, что знаки этих слагаемых в зависимости от перебираемых множеств $\{m\}$ и $\{l\}$ равновероятно принимают «+» и «-», то окончательная запись для \dot{d}_{0N} будет выглядеть так:

$$\dot{d}_{0N} \approx \frac{s^2}{\pi^2 N^2} \left[\pm \frac{1}{(p_{q1N}l/N+1)(p_{q1N}m/N+1)} \pm \frac{\exp[j2(\omega_c t_x)]}{(p_{q2N}l/N-1)(p_{q2N}m/N-1)} \right] \times \exp[-jp_{q1N}l\omega_c t_x / s]. \quad (26)$$

Очевидно, максимум энергии флюктуационной составляющей $e_{\phi l}(t)$ будет при максимальном значении амплитуд ее гармонических составляющих. Это возможно в двух случаях:

1) слагаемые в больших скобках с одинаковыми знаками:

$$2l\omega_c t_{x\lambda} = 2\lambda\pi, \lambda \in Z_p, \text{ откуда } t_{x\lambda} = \lambda\pi / (l\omega_c);$$

2) слагаемые в больших скобках с противоположными знаками:

$$2l\omega_c t_{x\lambda} = (2\lambda+1)\pi, \lambda \in Z_p,$$

откуда

$$t_{x\lambda} = (2\lambda+1)\pi / (2l\omega_c).$$

Но поскольку только в первом случае фазовый множитель в (26) – в смысле главного значения аргумента – может принимать нулевое значение в точках $t_{x\lambda}$, независимо от N , при некотором множестве $\lambda = \eta_s, \eta \in Z_p$, когда все вектора комплексных амплитуд оказываются на одной линии, то именно он и представляет интерес для дальнейшего исследования, так в указанные моменты фиксируется амплитудное значение синтезируемого сигнала $e_{\phi l}(t)$. Теперь на базе (26) можно получить асимптотическое выражение спектра флюктуационной составляющей:

$$\dot{d}_{0AN} = \frac{s^2}{\pi^2 N^2} \left[\pm \left(\frac{1}{(p_{q1N}l/N+1)(p_{q1N}m/N+1)} \pm \frac{1}{(p_{q1N}l/N-1)(p_{q2N}m/N-1)} \right) \right] = \approx \frac{s^2}{\pi^2 lm} \left(\frac{p^2_{q1N} \pm p^2_{q2N}}{p^2_{q1N} \cdot p^2_{q2N}} \right) = \frac{s^2 A_N}{\pi^2 lm}, \quad (27)$$

где $A_N = (p^2_{q1N} \pm p^2_{q2N}) / (p^2_{q1N} \cdot p^2_{q2N})$.

Сигнал $e_{\phi l}(t)$ со спектром (27) для информационной составляющей $e_{Hq}(t)$ является аддитивной помехой. Следовательно, остается оп-

ределить его аналитическое выражение в соответствии с (27) и установить влияние на смещение точек перехода через ноль суммарного сигнала $e_{Hq}(t) + e_{\phi l}(t)$.

С учетом установленной выше периодичности значений p_{q1N}, p_{q2N} , а также симметричности их значений с числом симметричных пар v и одинаковости знаков симметричных частотных компонент относительно компонент с номерами $N=sr, r=1,3,5,\dots$, синтез математической модели флюктуационной составляющей со спектром (27) будет выглядеть следующим образом:

$$e_{\phi l}(t) \approx 2[s^2 / (\pi^2 lm)] \left\{ \pm A_s \cos(s\Omega t) \pm A_{s-2} [\cos((s-2)\Omega t) + \cos((s+2)\Omega t)] \pm A_{s-4} [\cos((s-4)\Omega t) + \cos((s+4)\Omega t)] \pm \dots \pm A_{s-2v} [\cos((s-2v)\Omega t) + \cos((s+2v)\Omega t)] \pm \dots \pm A_s \cos(3s\Omega t) \pm A_{s-2} [\cos((3s-2)\Omega t) + \cos((3s+2)\Omega t)] \pm \dots \pm A_{s-4} [\cos((3s-4)\Omega t) + \cos((3s+4)\Omega t)] \pm \dots \pm A_{s-2v} [\cos((3s-2v)\Omega t) + \cos((3s+2v)\Omega t)] \pm \dots \right\}. \quad (28)$$

Учитывая, что информационная составляющая $e_{Hq}(t)$ при переносе системы координат по оси t на величину $t_{CM} = mt_x / s$ в точку $0'$ (рисунок 3) пересекает ось t в моменты $t_0 = T_M / 4 \pm T_M / 2$ и что $s\Omega = \omega_M = 2\pi / T_M$, после подстановки $t = t_0 = T_M / 4$ в (28) получим: $e_{\phi l}(t_0) = 0$. Таким образом, составляющая $e_{\phi l}(t)$ не влияет на момент пересечения информационной составляющей $e_{Hq}(t)$, несмотря на то, что в целом обладает максимальной амплитудой колебаний. Однако реальные ФНЧ в системе частотного преобразования обязательно нарушат симметричность пар v по амплитуде. И максимум методической погрешности, вызываемой полученной математической моделью $e_{\phi l}(t)$ возможна в том случае, если одна из симметричных пар вообще будет нарушена. Рассмотрим этот случай.

Поскольку спектр сигнала $e_{\phi l}(t)$ – периодический, то достаточно ограничиться первым периодом: $N \in [(s-2v), (s+2v-2)]$. Флюктуационная составляющая (28) при $t = t_0 = T_M / 4$:

$$e_{\phi l}(t_0) \approx \pm A_{s-2v} 2[s^2 / (\pi^2 lm)] \cos((s-2v)\Omega t_0) = \pm A_{s-2v} 2[s^2 / (\pi^2 lm)] \cos[D[s/2]2\pi T_M / (4sT_M)] = \pm A_{s-2v} 2[s^2 / (\pi^2 lm)] = U_{\phi l}.$$

На рисунке 3 представлен сигнал

$$e_c(t) = e_{Hq}(t) + e_{\phi l}(t)$$

для этого случая.

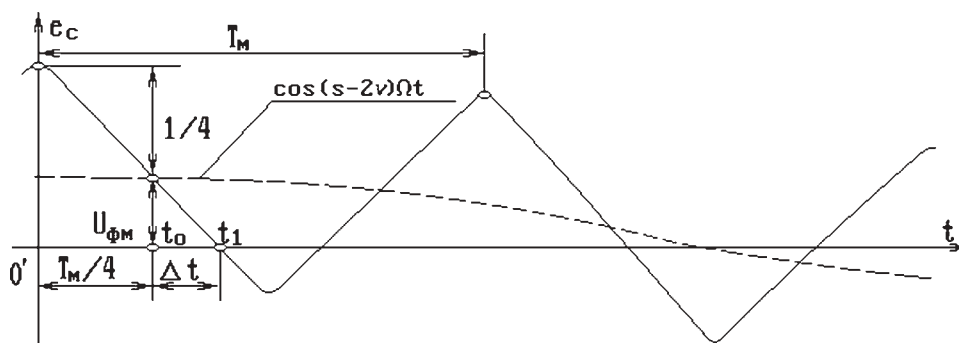


Рисунок 3

Из рисунка 3 методическая погрешность Δt определяется графически:

$$\Delta t = (t_1 - t_0) = U_{\phi M} / |(de_{нч} / dt)| \approx U_{\phi M} T_M.$$

Относительная методическая погрешность:

$$\delta_M = \frac{\Delta t}{T_M} = \frac{U_{\phi M} T_M}{T_M} = A_{s-2\nu} 2[s^2 / (\pi^2 l m)]. \quad (29)$$

Так как величина $A_{s-2\nu}$ в зависимости от перебираемых множеств $\{m\}$ и $\{l\}$ носит случайный характер, то для придания функции (29) предельного (асимптотического) характера необходимо выбрать максимально возможное значение $A_{s-2\nu}$. Из проведенного числового анализа (27) было установлено, что эта величина не превышает 0,25. С учетом этого окончательное выражение для асимптотической методической погрешности:

$$\delta_{M \max} \frac{s^2}{2\pi^2 l m} = \frac{\omega_M^2}{2\pi^2 \omega_c \omega_r}. \quad (50)$$

Таким образом, получен эффективный инструмент оценки методической погрешности в виде (50) для линейного преобразования фазы высокочастотного сигнала в моменты пересечения через ноль низкочастотного широкополосного сигнала, реализованного посредством логического перемножения и фильтрации нижних частот. При этом предложенный метод преобразования исключает АРУ, вызывающего амплитудно-фазовую конверсию, которая вносит погрешность преобразования информационной фазы в измерительный интервал времени.

14.10.2014

Список литературы:

1. Крылов, Г.М. Амплитудно-фазовая конверсия / Г.М. Крылов [и др.] ; под ред. Г.М. Крылова. – М.: Связь, 1979. – 256 с.: ил.
2. А.с. 1408383 СССР, МПК G 01 R 25/00. Способ измерения угла сдвига фаз между двумя гармоническими сигналами / В.Н. Булатов [и др.] – 4112696/24-21; Заявлено 23.06.86; Опубл. 07.07.88, Бюл. 25.
3. А.с. 1626187 СССР, МПК G 01 R 25/00. Способ измерения угла сдвига фаз между двумя гармоническими сигналами / В.Н. Булатов [и др.] – 4662640/24-21; Заявлено 27.12.88; Опубл. 07.02.91, Бюл. 5.
4. Булатов, В.Н. Метод выделения информативной части спектра зашумленных доплеровских сигналов с использованием нелинейной системы времени / В.Н. Булатов, С.В. Дегтярев // Вестник Оренбургского государственного университета. – Оренбург: ОГУ, 2004. – №2. – С. 163–167.
5. Гельфонд, А.О. Решение уравнений в целых числах / А.О. Гельфонд // Популярные лекции по математике. – Изд. 3-е. – М.: Наука, 1978. – 63 с.

Сведения об авторах:

Булатов Виталий Николаевич, профессор кафедры промышленной электроники и информационно-измерительной техники электроэнергетического факультета Оренбургского государственного университета, доктор технических наук, профессор

460000, г. Оренбург, Шарлыкское шоссе, 5, ауд. 15319, e-mail: bulat@o56.ru

Худорожков Олег Викторович, заведующий кафедрой промышленной электроники и информационно-измерительной техники электроэнергетического факультета Оренбургского государственного университета, кандидат технических наук, доцент

460000, г. Оренбург, Шарлыкское шоссе, 5, ауд. 15237, e-mail: oren.khov@mail.ru