TALLINNA POLÜTEHNILISE
INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389

ТРУДЫ ПО РАДИОТЕХНИКЕ

Сборник статей

II

ТАЛЛИН 1975

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
№ 389 1975

УДК 621

ТРУДЫ ПО РАДИОТЕХНИКЕ

Сборник статей

II

Таллин 1975

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.391.1

П.Э. Мартверк

ВЫВОД КЛАССОВ АЛГОРИТМОВ ОЦЕНКИ АМПЛИТУДЫ СИГНАЛА БЕЗ ОЦЕНКИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Широко применяемые методы статистической теории оценок [1] имеют конструктивные решения для прикладных задач связи при сравнительно больших априорных сведениях о сигнале и шуме.

Для измерительной техники представляют интерес задачи с малыми предварительными сведениями, в частности, проблема выделения амплитуды гармонического сигнала на фоне шумов без дополнительной оценки частоты и фазы. В данной работе определены по методике [2,3,4] по структуре сравнительно простые алгоритмы, обладающие свойством асимптотической инвариантности к неизмеряемым параметрам сигнала для оценки амплитудных коэффициентов некоторых базисных сигналов.

А. <u>Оценка амплитудного коэффициента собственной функции применяемого линейного оператора</u>

Исходным является некоторый периодический сигнал $\theta(m,t)$, где m – обобщенный параметр. С прохождением через линейную цепь $\mathcal{L}(m)$ сигнал $\theta(m,t)$ подвергается изменению по параметру m. Это можно представить как линейное преобразование L, если $\theta(m,t)$ является собственной функции $\mathcal{L}(m)$ в виде

$$L\{\theta(m,t)\} = \mathcal{L}(m)\cdot\theta(m,t). \tag{1}$$

Исходя из (1), можно создать для $\theta(m,t)$ линейный оператор режекции

$$\psi = L - \mathcal{L}(m), \tag{2}$$

по которому преобразование ψ имеет вид

$$\psi\left\{\theta(m,t)\right\} = L\left\{\theta(m,t)\right\} - \mathcal{L}(m)\cdot\theta(m,t) = 0. \tag{3}$$

При замене $\theta(m,t)$ наблюдаемой реализации сигнала и шума $x(t) = \theta(m,t) + n(t)$ правая часть порождающего уравнения (3) не равняется нулю.

С целью минимизации среднеквадратичного отклонения от нуля правой части (3) составляется согласно [5] уравнение для определения соответствующей оценки коэффициента $\widetilde{\mathcal{L}(m)}$

$$(x, Lx) - \widetilde{\mathcal{L}(m)}(x,x) = 0, \tag{4}$$

где (,) – скалярное произведение функций.

При условии

$$T \gg T_s, \tag{5}$$

где T – время интегрирования;

T_s – период сигнала.

При большом отношении сигнал/шум скалярное произведение $(x,x) = \tilde{C}^2 T$ и выражение (4) можно применять в качестве класса алгоритмов оценки амплитуды сигнала $\theta(m,t)$

$$\tilde{C}^2 = \frac{(x,Lx)}{T\mathcal{L}(m)}. \tag{6}$$

Нетрудно убедиться, что при операторе задержки получается алгоритм одноканального автокоррелятора, требующий согласования $\mathcal{L}(m)$ с параметром m сигнала $\theta(m,t)$.

Коэффициент $\mathcal{L}(m)$ можно исключить из системы линейных независимых уравнений (4) и

$$(Lx, Lx) - \widetilde{\mathcal{L}(m)}(x, Lx) = 0,$$

после которого (6) превращается в класс алгоритмов

$$\tilde{C}^2 = \frac{L(x,x)^2}{(Lx, Lx)}, \tag{7}$$

оценки по которым обладают асимптотической инвариантностью по параметру m. При этом оцениваемые сигналы должны быть собственными функциями применяемого оператора L.

Б. <u>Оценка амплитуды гармонического сигнала</u>

При определении классов алгоритмов для фазо- и частотно-нечувствительной оценки амплитуды гармонического сигнала $s(t) = A\cos(\omega t + \varphi)$ представляется $s(t)$ через собственную функцию линейной цепи в виде

$$s(t) = \frac{1}{2}\left[\overset{\circ}{s}(t) + j\overset{\circ}{s}^*(t)\right] \tag{8}$$

или

$$s(t) = \operatorname{Re}\overset{\circ}{s}(t), \tag{9}$$

где $$\overset{\circ}{s}(t) = Ce^{j\omega t} = s(t) + j\hat{s}(t).$$

Операторы режекции сигналов (8) и (9), выраженные через операторы режекции гильбертового сигнала $\overset{\circ}{s}(t)$ аналогично (2), примут согласно [3,4] вид

$$\left.\begin{aligned} \psi_1 &= [L - \mathcal{L}(j\omega)][-\mathcal{L}^*(-j\omega)] = L^2 - 2\operatorname{Re}\mathcal{L}(j\omega)L + |\mathcal{L}(j\omega)|^2 I, \\ \psi_2 &= L - \operatorname{Re}\mathcal{L}(j\omega)I + I_m\mathcal{L}(j\omega)\Gamma, \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

а порождающие уравнения аналогично (3)

$$\psi_1 s = L^2 s - 2\operatorname{Re}\mathcal{L}(j\omega)Ls - |\mathcal{L}(j\omega)|^2 Is = 0, \tag{11}$$

$$\psi_2 s = Ls - \operatorname{Re}\mathcal{L}(j\omega)Is - I_m\mathcal{L}(j\omega)\Gamma s = 0, \tag{12}$$

где Γ – гильбертовый оператор;
I – единичный оператор.

Заменяя сигнал $s(t)$ реализацией $x(t)$ необходимо как и при (3) определить оценки коэффициентов в (11) и (12), соответствующие минимуму среднеквадратичных отклонений от нуля правых частей (11) и (12). Согласно [5] эти оценки определяются из систем

$$\left.\begin{aligned} (L^2x, x) - 2\widetilde{\operatorname{Re}\mathcal{L}(j\omega)}(Lx, x) + |\widetilde{\mathcal{L}(j\omega)}|^2(x, x) &= 0, \\ (L^2x, Lx) - 2\widetilde{\operatorname{Re}\mathcal{L}(j\omega)}(Lx, Lx) + |\widetilde{\mathcal{L}(j\omega)}|^2(Lx, x) &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

$$\left.\begin{aligned} (Lx, x) - \widetilde{\operatorname{Re}\mathcal{L}(j\omega)}(x, x) + I_m\widetilde{\mathcal{L}(j\omega)}(\Gamma x, x) &= 0, \\ (Lx, \Gamma x) - \widetilde{\operatorname{Re}\mathcal{L}(j\omega)}(x, \Gamma x) + I_m\widetilde{\mathcal{L}(j\omega)}\,\Gamma x, \Gamma x) &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Для упрощения классов алгоритмов оценки амплитуды предполагается, что выполняется условие (5) и

$$(x, x) \approx (\Gamma x, \Gamma x) = \frac{\tilde{A}^2 T}{2}, \quad (x, \Gamma x) \approx 0, \quad |\mathcal{L}(j\omega)| = 1, \quad \omega \in [\omega_{min}\,\omega_{max}]. \tag{15}$$

Определяя, во-первых, из системы (I3) оценки коэффициентов $\mathrm{Re}\,\mathcal{L}(j\omega)$ и $|\mathcal{L}(j\omega)|^2$, а, во-вторых, из системы (I4) оценки $\mathrm{Re}\,\mathcal{L}(j\omega)$ и $\mathrm{I_m}\,\mathcal{L}(j\omega)$ и, возведя в квадрат, получим

$$(x,x)^2 + (L^2 x, x)(x,x) - 2(Lx,x)^2 = 0, \tag{I6}$$

$$(x,x)^2 - (Lx,x)^2 - (Lx,\Gamma x)^2 = 0. \tag{I7}$$

Решения уравнений (I6) и (I7) определяют классы алгоритмов оценки амплитуды операторами L и L^2 и операторами L и Γ. Совместное решение уравнений (I6) и (I7) определяет класс алгоритмов с операторами $L, L^2\ \Gamma$, а при применении (I6) совместно с разными операторами L_1 и L_2 класс алгоритмов с операторами $L_1, L_1^2, L_2\ L_2^2$

$$(x,x)(L^2 x,x) - (Lx,x)^2 + (Lx,\Gamma x) = 0, \tag{I8}$$

$$(x,x)\left[(L_1^2 x,x) - (L_2^2 x,x)\right] - 2\left[(L_1 x,x)^2 - (L_2 x,x)^2\right] = 0. \tag{I9}$$

Полученные классы алгоритмов оценки амплитуды гармонического сигнала характеризуются следующими свойствами:

I. Оценки амплитуды по (I6), (I7) являются асимптотически инвариантными относительно фазы и частоты сигнала в бесконечном диапазоне, а по (I8), (I9) в узкой полосе частот.

2. Свойства оценок зависят от оператора L и характера шума, причем определение оптимального оператора, который обеспечивает максимальную эффективность оценки, достаточно сложно и представляет самостоятельную задачу.

3. Если учесть, что, чем меньше среднее значение $m_1\{n \cdot Ln\}$, тем меньше смещенность оценки, то для большого числа задач одним из целесообразных операторов является оператор задержки.

4. При операторе задержки алгоритм по классу (I7) представляет автокоррелятор с квадратичными каналами.

5. При операторе задержки, имея в виду сложность аппроксимирования оператора Γ и учитывая, что при большом отношении сигнал/шум

$$(\hat{x}, x_\tau)^2 \approx (x, x_\tau)^2 - 2\left[(x^2)_n, (x_\tau^2)_n\right],$$

где x_τ – реализация x, сдвинутая на время τ;
$(x^2)_n$ – переменная составляющая квадрата реализации, алгоритмы по классам (I7) и (I8) можно привести к видам:

$$(x,x)^2 - 2(x,x_\tau)^2 + 2[(x^2)_n,\ (x_\tau)^2_n] = 0, \tag{20}$$

$$(x,x)(x_{2\tau},x) - 2[(x^2)_n,\ (x^2_\tau)_n] = 0. \tag{21}$$

6. Исходя из возможностей практической реализации и требуемой аппаратурной точности следует отметить

а) разновидности приведенных классов алгоритмов с односторонне-знаковыми скалярными произведениями;

б) перспективность применения класса (I6), алгоритмов (20) и (2I), реализуемых наиболее простыми техническими средствами;

в) классы (I8) и (I9) обладают свойством частичной компенсации ошибок измерения, обусловленных неравномерностью модуля по частоте.

7. Вывод общих соотношений, характеризующих смещенность и дисперсию оценок амплитуды от характера шума и оператора L, а также сравнивающий анализ вышеприведенных классов рассматривается в отдельной работе (см. наст. сб. с. 9-I3).

Литература

I. Ван Трис Г. Теория обнаружения оценок и модуляции. Т. I. М., "Советское Радио", I972.

2. Заездный А.М. и др. Основы разделения и измерения сигналов по структурным свойствам. ЛЭИС, I97I.

3. Кангур О.Э. Структурно-корреляционные алгоритмы оценки частоты.-"Тр. Таллинск. политехн. ин-та", I974, № 358, с.I7-I8.

4. Кангур О.Э., Мартверк П.Э. Структурно-корреляционные алгоритмы оценки амплитуды гармонического сигнала.-"Тр. Таллинск. политехн. ин-та", I974, № 358, с.II-I6.

5. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. М., Физматгиз, I958.

P. Martverk

The Derivation of Classes of Algorithms for Estimating the Signal's Amplitude without Estimating the Additional Parameters

Summary

The derivation of the class of algorithms for estimating the amplitude of self-function and a series of classes of algorithms for estimating the amplitude of the sine wave signal are discussed. These estimations are asymptotically invariant in respect to the additional parameters.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.391.1.

В.Р. Хейнрихсен, П.Э.Мартверк,
Л.С.Русман

АНАЛИЗ ФАЗО- И ЧАСТОТНО-НЕЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ АЛГОРИТМОВ ОЦЕНКИ АМПЛИТУДЫ ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА

За основу анализа взяты классы алгоритмов оценки амплитуды гармонического сигнала, выведенные в [3]. Целью работы является вывод по методу [1,2] общих зависимостей смещенности и дисперсии оценок от характера шума и произвольного линейного оператора L. Применяемые обозначения соответствуют работе [3], со следующими дополнениями:

$$s(t) = A\cos(\omega_s t + \varphi);$$

$n(t)$ – аддитивный нормальный шум со спектральной плотностью $N(\omega)$;

$\tilde{B}_{1L} = (1x, Lx)$, $B_{1L} = (1s, Ls)$, $\tilde{B}_{12L} = (1x, L^2x)$, $\Delta\tilde{B}_{1L} = \tilde{B}_{1L} - B_{1L}$;

F, Φ – функции, зависящие от конкретного класса алгоритмов;

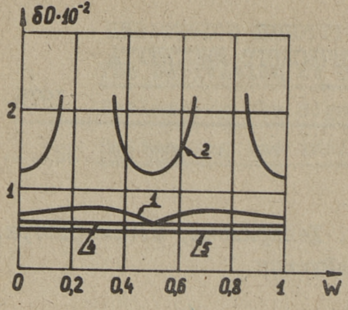
m, D, K – операторы среднего значения, дисперсии и ковариации;

L_i – линейные операторы.

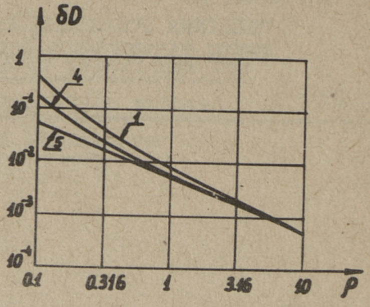
С учетом изложенных обозначений рассматриваемые классы алгоритмов [3] примут вид

$$\tilde{A}^2 = \sqrt{\tilde{B}^2_{12L} + 8\tilde{B}_{1L}} - B_{12L}, \qquad (1)$$

$$\tilde{A}^2 = 2\,\frac{\tilde{B}^2_{1L} + B^2_{Lr}}{\tilde{B}_{2L}}, \qquad (2)$$



Фиг. 1.
Относительное рассеивание оценки от частоты при $m = 10^2$ и $\rho = 1$.



Фиг. 2.
Максимальное относительное рассеивание оценки в зависимости от отношения сигнал/шум при $m = 10^2$.

$$\tilde{A}^2 = 4\,\frac{\tilde{B}^2_{I2L} - \tilde{B}^2_{IL}}{\tilde{B}_{I4L} - \tilde{B}_{I2L}}, \tag{3}$$

$$\tilde{A}^4 = 4(\tilde{B}^2_{IL} + \tilde{B}^2_{L\Gamma}). \tag{4}$$

A. Вывод основных статистических характеристик

Классы (I–4) можно привести к общему виду

$$F(\tilde{A}) = f(B_{IL_1}, B_{IL_2}, \dots, B_{IL_n}).$$

Вывод основывается на предположении, что f имеет конечные частные производные и F имеет конечную производную первого порядка, а ошибка измерения много меньше результата измерения

$$\Delta\tilde{F} = F(\tilde{A}) - F(A) << F(\tilde{A}). \tag{5}$$

Условие (5) позволяет трактовать ошибку как дифференциальное приращение к результату измерения. Все B_{IL_i} можно рассматривать как независимые переменные, относительно которых выписывается полный дифференциал.

$$\Delta\tilde{F} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial F}{\partial B_{IL_i}} \Delta\tilde{B}_{IL_i}.$$

$$\Delta F \approx \frac{\partial F}{\partial A}\Delta\tilde{A} = F'\Delta\tilde{A},$$

откуда оценка ошибки

$$\Delta\tilde{A} = \frac{\Delta\tilde{F}}{F'(A)} = \frac{1}{F'(A)}\sum_{i=1}^{n}\frac{\partial F}{\partial B_{1L_i}}\Delta B_{1L_i}. \qquad (6)$$

Воздействуя на обе части уравнения (6) операторами m, D, κ, можно привести среднее значение и дисперсию к виду

$$m\{\Delta A\}\ \frac{1}{\pi A}\int_0^\infty N(\omega)\Phi(\omega,\omega_s)\,d\omega, \qquad (7)$$

$$D\{\Delta A\} = \frac{2N(\omega_s)}{T} + \frac{2}{\pi T A^2}\int_0^\infty N^2(\omega)\,\Phi^2(\omega,\omega_s)\,d\omega. \qquad (8)$$

где функция $\Phi(\omega,\omega_s)$ для классов (I)-(4) соответственно равняется

$$\Phi_1(\omega,\omega_s) = \frac{4\,\mathrm{Re}\{\mathcal{L}(j\omega_s)\}\cdot\mathrm{Re}\{\mathcal{L}(j\omega)\} - \mathrm{Re}\{\mathcal{L}^2(j\omega)\}}{\mathrm{Re}\{\mathcal{L}^2(j\omega_s)\}+2}, \qquad (9)$$

$$\Phi_2(\omega,\omega_s) = \frac{2\,\mathrm{Re}\{\mathcal{L}(j\omega_s)\}\cdot\mathrm{Re}\{\mathcal{L}(j\omega)\} - 2\,\mathrm{I_m}\{\mathcal{L}(j\omega_s)\}\cdot\mathrm{I_m}\{\mathcal{L}(j\omega)\} - \mathrm{Re}\{\mathcal{L}^2(j\omega)\}}{\mathrm{Re}\{\mathcal{L}^2(j\omega_s)\}}, \qquad (I0)$$

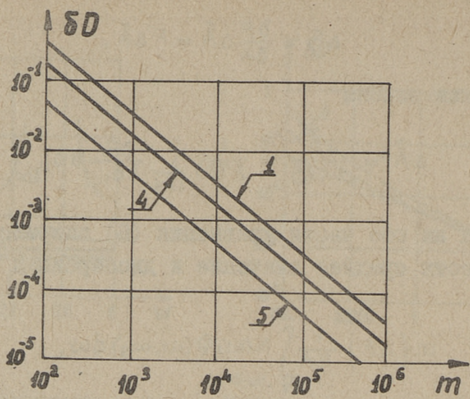
$$\Phi_3(\omega,\omega_s) = \frac{-4\,\mathrm{Re}\{\mathcal{L}(j\omega_s)\}\cdot\mathrm{Re}\{\mathcal{L}(j\omega)\} + [4\,\mathrm{Re}\{\mathcal{L}^2(j\omega)\}+1]\,\mathrm{Re}\{\mathcal{L}^2(j\omega)\} - \mathrm{Re}\{\mathcal{L}^4(j\omega)\}}{\mathrm{Re}\{\mathcal{L}^4(j\omega_s)\} - \mathrm{Re}\{\mathcal{L}^2(j\omega_s)\}}, \qquad (II)$$

$$\Phi_4(\omega,\omega_s) = \mathrm{Re}[\mathcal{L}(j\omega)\,\mathcal{L}^*(j\omega_s)]. \qquad (I2)$$

На основе выражений (7)-(I2) можно определить свойства классов (I)-(4) и алгоритмов при конкретном операторе L.

Б. Сравнение алгоритмов при операторе задержки

Если спектральная характеристика оператора имеет вид $\mathcal{L}(j\omega) = \exp j\omega\tau$ и $N(\omega) = N_0 = \mathrm{const}$, $\omega\in[0,\omega_{max}]$, вне этой полосы $N(\omega)=0$, причем $\omega_s\in[\omega_{min},\omega_{max}]$. При этом для алгоритмов по (I),(3) и по (2),(4) условия несмещенности оценок примут вид



Фиг. 3. Максимальное относительное рассеивание оценки в зависимости от относительного периода наблюдения m при $\rho = 0,1$.

$$\tau_1 = \tau_3 = \frac{n}{2f_{max}}, \quad \tau_2 = \tau_4 = \frac{n}{f_{max}}, \quad n = 1,2,\ldots, \quad f = \frac{\omega}{2\pi}, \qquad (13)$$

а выражения относительных дисперсий оценок при выполнении условия (13)

$$\delta D_1 = \frac{1}{2m\rho} + \frac{1}{8m\rho^2} \cdot \frac{1 + 16\cos^2\omega_s\tau_1}{1 + 2\cos^2\omega_s\tau_1},$$

$$\delta D_2 = \frac{1}{2m\rho} + \frac{1}{8m\rho^2} \cdot \frac{5}{\cos^2 2\omega_s\tau_2},$$

$$\delta D_3 = \frac{1}{2m\rho} + \frac{1}{4m\rho^2} \cdot \frac{8\cos^2 2\omega_s\tau_3 + 8\cos 2\omega_s\tau_3 + 5}{(2\cos^2 2\omega_s\tau_3 - \cos 2\omega_s\tau_3 - 1)^2},$$

$$\delta D_4 = \frac{1}{2m\rho} + \frac{1}{8m\rho^2},$$

$$\delta D = \frac{D\{\Delta\tilde{A}\}}{A^2}, \quad \rho = \frac{\pi A^2}{2N_0\omega_{max}}, \quad m = \frac{\omega_{max}T}{2\pi}.$$

В заключение следует отметить преимущество алгоритмов по классам (1) и (4) перед (2) и (3). Оценки амплитуды по алгоритмам (2) и (3) обладают свойством асимптотической инвариантности в сравнительно узком диапазоне частот, причем по (3) этот диапазон уже, чем по (2). (Фиг. 1-3 кривые 1-4).

Оценки амплитуды по классам (I) и (4) близки к оценке взаимокорреллятора, (кривая 5 на фиг. I-3).

Литература

I. Дунин-Барковский И.В., Смирнов Н.В. Теория вероятности и математическая статистика в технике. М., Гос.изд. технико-теоретической литературы, I955.

2. Кангур О.Э. Структурно-корреляционные алгоритмы оценки частоты. -"Тр. Таллинск. политехн. ин-та", I974, № 358.

3. Мартверк П.Э. Вывод классов алгоритмов амплитуды сигнала без оценки дополнительных параметров (см. наст. сб. с. 3-7).

V. Heinrichsen, P. Martverk, L. Rusman

The Analyses of Phase and Frequency Insensible Algorithms for Estimating Sine Wave Signal Amplitude

Summary

The general connections between systematical error and dispersion of estimates of sine wave amplitude on the phone of additional Gaussian noise for classes of algorithms without estimating signal frequency and phase are derived. The results of the analyses indicate the perspective of application for two examined classes.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.396:519.2.001.57

О.Э.Кангур, А.Э.Отс

ЦИФРОВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ СТРУКТУРНО-КОРРЕЛЯЦИОННОГО ТИПА

В работах [1,2] предложены новые алгоритмы измерения частоты, основанные на использовании структурных свойств гармонического колебания, и приведен теоретический анализ их помехоустойчивости (по отношению к нормальному шуму). Для экспериментальной проверки полученных результатов проведено цифровое моделирование этих алгоритмов на ЭЦВМ "Минск-32".

Моделировались два алгоритма, использующие преобразования сигнала. Первый в идеальном звене задержки

$$\omega^* = \frac{1}{\tau} \arccos \frac{\int_0^T (x + x_2\tau) x_\tau \, dt}{\int_0^T x_\tau^2 \, dt}, \tag{1}$$

где $x(t) = s(t) + h(t)$ – входная смесь сигнала и шума, $x_\tau = x(t-\tau)$;

τ – время задержки;

T – время измерения;

ω^* – оценка частоты.

Второй в инерционном звене (интегрирующей RC – цепи)

$$\omega^* = \frac{1}{\tau_{RC}} f\left[\frac{\int_0^T (L^2x)\cdot(x - 2Lx)\, dt}{\int_0^T (x - 2Lx)^2 dt}\right], \tag{2}$$

где $L(\cdot)$ – оператор инерционного звена, $L^2x = L(Lx)$;

τ_{RC} – постоянная времени,

$$f(s) = \sqrt{-(1+s)/s}\,.$$

Моделирующая программа состояла из следующих основных частей:

I. Ввод входных параметров. Этими параметрами были измеряемая частота ω, отношение сигнала к шуму ρ^2, кратность измеряемого диапазона ω_2/ω_1 и относительное время измерения $m = \frac{T}{2\pi}\cdot(\omega_2-\omega_1)$. Были выбраны следующие значения параметров:

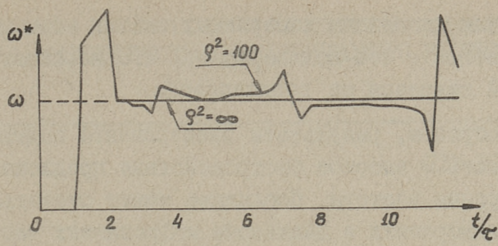
ω_2/ω_1 = 3,I6; 6;
m = I, 2, 3, 5, I0, 20, 50,
ρ^2 = I, 3,I6, I0, 3I,6, I00, I000, I0000,
ω – 5 значений в диапазоне $\omega_1 \div \omega_2$.

2. Генерирование сигнала и шума. Гармонический сигнал генерировался с помощью рекуррентных алгоритмов [3]. Шум с равномерным в полосе $\omega_1 \div \omega_2$ спектром получался путем линейного преобразования дискретного белого шума [3], который генерировался подпрограммой. Погрешность аппроксимации корреляционной функции шума была I %. Шаг дискретизации процессов 0,25 интервала Котельникова.

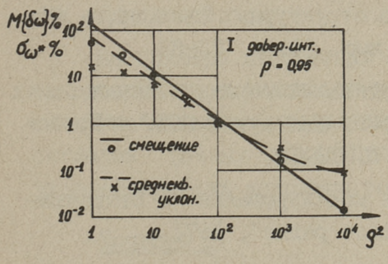
3. Модель измерителя. Моделирование операций умножения, деления, вычисления нелинейных функций, сложения, усиления и задержки сигналов на ЭЦВМ выполняется с большой точностью. Основную погрешность вносили дискретные модели непрерывных RC-цепей, которые моделировались с помощью рекуррентных разностных уравнений [3]. Общая погрешность моделей не превышала 10^{-5} для алгоритма (I) и $5 \cdot 10^{-3}$ для алгоритма (2).

4. Статистическая обработка результатов заключалась в определении эмпирических смещения и дисперсии оценки, вычислении их доверительных вероятностей, а также гистограмм распределений ошибок. Серия испытаний заканчивалась, если для 20-процентного доверительного интервала доверительная вероятность превышала 0,95. Среднее число испытаний в серии равнялось 75, среднее время, затраченное на I серию – 7 минут.

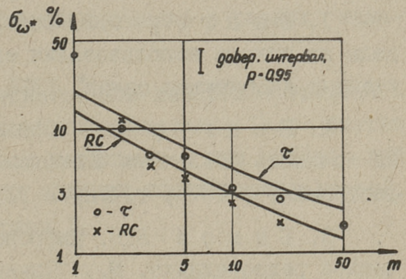
Кроме того, отдельно исследовались алгоритмы в режиме "мгновенного измерения", то есть без интегрирования. Это позволило оценить длительность переходных процессов и максимальное быстродействие измерителей. Как видно из фиг. I при $t > 2\tau$ оценка (I) устанавливается, для оценки (2) время установления равно $\approx 5\tau_{RC}$. Величины τ и τ_{RC} могут быть выбраны так, чтобы быстродействие измерителя составляло 0,25÷0,5 периода измеряемой частоты.



Фиг. 1. Зависимость "мгновенной оценки" (при отсутствии интегрирования) от времени для измерителя с задержкой.



Фиг. 2.
Зависимости среднекв. уклонения и смещения оценки от отношения с/ш для измерителя с задержкой при $m = 5$; $\omega = \omega_1$; $\omega_2/\omega_1 = 3{,}16$.



Фиг. 3.
Зависимости среднекв. уклонений оценок от времени измерения для двух измерителей при $\rho^2 = 10$; $\omega = \omega_1$; $\omega_2/\omega_1 = 3{,}16$.

На фиг. 2 и 3 приведены некоторые результаты моделирования. Там же нанесены теоретические зависимости ошибок оценок от отношения сигнала к шуму и времени измерения. На фигурах показано, что теоретические и экспериментальные результаты хорошо согласуются. Эксперимент подтверждает теоретический вывод о том, что алгоритм (2) точнее алгоритма (I). На фигурах приведены характеристики ошибок для минимальной частоты диапазона ω_1; на других частотах ошибки меньше.

При расширении диапазона измеряемых частот максимальная ошибка увеличивается - это подтверждает, что необходимо разделить широкий диапазон на поддиапазоны.

Таким образом, результаты эксперимента подтверждают работоспособность и высокое быстродействие предложенных алгоритмов измерения частоты. Последнее может оказаться особенно ценным при измерениях в диапазоне инфранизких частот. Точность моделирования алгоритма (2) - 0,5 % - близка к точности аналоговых устройств. Это позволяет считать, что такие же результаты будут получены и при построении измерителей на основе аналоговой техники.

Литература

1. Кангур О.Э. Оценка частоты гармонического сигнала на основе использования его структурных свойств. - "Тр. учебных институтов связи", 1974, вып. 66, с. 82-87.

2. Кангур О.Э. Сравнительный анализ влияния помех на точность различных частотомеров.-Изв.вузов СССР. "Приборостроение", 1974, т.XVII, № 11, с. 12-16.

3. Быков В.В. Цифровое моделирование в статистической радиотехнике. М., "Советское радио", 1971.

O. Kangur, A. Ots

Digital Simulation of Structural Correlation Type Frequency Meters

Summary

A brief description of the program for simulation of the frequency estimating algorithms, based upon the sine wave structural properties, is given, as well as the results of simulation.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.391.164.6

И.О. Арро

ФАЗОМАНИПУЛИРОВАННЫЕ СИГНАЛЫ ДЛЯ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ КАНАЛОВ

Эффективным средством для повышения достоверности передачи и извлечения информации является использование независимых каналов, сигналы которых несут одну и ту же информацию [1,2]. Обычно закон модуляции сигналов в разных каналах одинаковый.

На примере дискретных сигналов для измерения временного сдвига или определения временного положения [3] в статье показано существенное улучшение результатов при выборе для сигналов разных модулирующих кодовых последовательностей, удовлетворяющих условиям теоремы 1.

<u>Теорема 1</u>.

Если существуют кодовые последовательности

$$A_1 = \{a_{11}, a_{12}, \ldots, a_{1i}, \ldots, a_{1N}\},$$
$$B_1 = \{b_{11}, b_{12}, \ldots, b_{1i}, \ldots, b_{1N}\},$$

нормированные корреляционные функции которых удовлетворяют условиям

$$\psi_{A1}(k\tau_0) = \frac{1}{N}\sum_{1i=1}^{N-k} a_{1i}a_{1i+k} = -\frac{1}{N}\sum_{1j=1}^{N-k} b_{1j}b_{1j+k} = -\psi_{B1}(k\tau_0),$$
$$\psi_{A1}(0) = \psi_{B1}(0) = 1, \tag{1}$$

то новые последовательности, образованные по правилу

$$A_2 = A_1B_1, \quad A_3 = A_2B_2, \quad A_p = A_{p-1}B_{p-1},$$
$$B_2 = A_1\bar{B}_1, \quad B_3 = A_2\bar{B}_2, \quad B_p = A_{p-1}\bar{B}_{p-1}, \tag{2}$$

всегда удовлетворяют условию (1), то есть

$$\psi_{Ap}(k\tau_0) = -\psi_{Bp}(k\tau_0), \quad \psi_{Ap}(0) = \psi_{Bp}(0) = 1.$$

Здесь a_{pi} и b_{pj} принимают значения 1 или -1;

$$\overline{b_{pj}} = -b_{pj}; \quad \overline{B_j} = -B_j = \{\overline{b_{j1}}, \overline{b_{j2}}, \dots, \overline{b_{jN}}\};$$

$$p_i, p_j, k = 1, 2, \dots, N;$$

$\tau_0 = \mathrm{const}$ - длительность элемента.

Доказательство.

Докажем выполнение условия (I) для случая $p = 2$.

$$\psi_{A2}(k\tau_0) = \frac{1}{2N}\sum_{2i=1}^{2N-k} a_{2i}a_{2i+k},$$

где

$$a_{2i} = \begin{cases} a_{1i} & \text{при} \quad 2i = 1, 2, \dots, N \\ b_{1j} & \text{при} \quad 2i = N+1, \dots, 2N. \end{cases}$$

$$\psi_{A2}(k\tau_0) = \frac{1}{2N}\sum_{2i=1}^{2N-k}(a_{1i}, b_{1j})(a_{1i+k}, b_{1i+k}) =$$

$$= \frac{1}{2N}\left\{\sum_{1i=1j=N}^{N-k} b_{1j}a_{1i+k} + \sum_{1i=1}^{2N-k} a_{1i}a_{1i+k} + \right.$$

$$\left. + \sum_{1j=N}^{2N-k} b_{1j}b_{1j+k} + \sum_{1i=1j=N}^{2N-k} a_{1i}b_{1j+k}\right\} =$$

$$= \frac{1}{2N}\left\{\sum_{1i=1j=1}^{N-k} b_{1j}a_{1i+k} + \sum_{1i=1j=N}^{2N-k} a_{1i}b_{1j+k}\right\}.$$

Аналогично

$$\psi_{B2}(k\tau_0) = \frac{1}{2N}\left\{\sum_{1i=1j=1}^{N-k} \overline{b_{1j}}a_{1i+k} + \sum_{1i=1j=N}^{2N-k} a_{1i}\overline{b_{1j+k}}\right\}.$$

Следовательно,

$$\psi_{A2}(k\tau_0) + \psi_{B2}(k\tau_0) = 0$$

и условие (I) выполнено. Аналогично можно доказать выполнение условия (I) до произвольного p. Итак, теорема I доказана.

Пример I.

$$A_1=\{1, 1, 1, -1\}, \qquad N\psi_{A1}=\{-1, 0, 1, 4, 1, 0, -1\},$$

$$B_1=\{1, 1, -1, 1\}, \qquad N\psi_{B1}=\{1, 0, -1, 4, -1, 0, 1\},$$

$$N(\psi_{A1}+\psi_{B1})=\{0, 0, 0, 8, 0, 0, 0\},$$

$$A_2=A_1 B_1=\{1, 1, 1, -1, 1, 1, -1, 1\},$$

$$B_2=A_1 \bar{B}_1=\{1, 1, 1, -1, -1, -1, 1, -1\},$$

$$2N\psi_{A2}=\{1, 0, 1, 0, 3, 0, -1, 8, -1, 0, 3, 0, 1, 0, 1\},$$

$$2N\psi_{B2}=\{-1, 0, -1, 0, -3, 0, 1, 8, 1, 0, -3, 0, -1, 0, -1\},$$

$$2N(\psi_{A2}+\psi_{B2})=\{0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 16, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0\}$$

и т.д.

Очевидно, что выполнение условия (I) удовлетворяется и при

$$A_p=B_{p-1} A_{p-1},$$

$$B_p=B_{p-1} \bar{A}_{p-1},$$

то есть на основе исходных кодов A_1, B_1 можно найти множество отличных друг от друга кодов при одинаковом количестве элементов.

Отметим, что дополнительное кодирование каждого элемента исходного кода A_1 и B_1 позволяет создать систему новых кодов, сумма корреляционных функций которых имеет только один выброс при количестве каналов равном количеству элементов исходного кода.

Пример 2.

$$A_1=\{1, 1, 1, -1\}, \qquad B_1=\{1, 1, -1, 1\},$$

$$C_1=\{1, 1, -1, 1, 1, 1, -1, 1, -1, -1, 1, -1, 1, 1, -1, 1\},$$

$$C_2=\{1, 1, -1, 1, 1, 1, -1, 1, 1, 1, -1, 1, -1, -1, 1, -1\},$$

$$C_3=\{1, 1, 1, -1, 1, 1, 1, -1, 1, 1, 1, -1, -1, -1, -1, 1\},$$

$$C_4=\{1, 1, 1, -1, 1, 1, 1, -1, -1, -1, -1, 1, 1, 1, 1, -1\},$$

$$N\psi_{c1}=\{1, 0, -1, 4, -1, 0, 1, 0, -1, 0, 1, -4, 5, 0, -5, 16, -5, \ldots\},$$

$$N\psi_{c2}=\{-1, 0, 1, -4, 1, 0, -1, 0, 1, 0, -1, 4, 3, 0, -3, 16, -3, \ldots\},$$

$$N\psi_{c3}=\{1, 0, -1, -4, -1, 0, 1, 0, -1, 0, 1, 4, -3, 0, 3, 16, 3, \ldots\},$$

$$N\psi_{c4}=\{-1, 0, 1, 4, 1, 0, -1, 0, 1, 0, -1, -4, -5, 0, 5, 16, 5, \ldots\},$$

$$N(\psi_{c1}+\psi_{c3}+\psi_{c2}+\psi_{c4})=\{0, 0, \ldots, 0, 64, 0, \ldots, 0\}.$$

Выводы

I. При парном количестве параллельных каналов всегда можно найти кодовые последовательности с количеством элементов $N = 2^m$, $m = 1,2,\ldots$, сумма корреляционных функций которых имеет только один главный выброс (то есть сумма корреляционных функций имеет нулевые остатки).

2. При ограничении длительности сигнала путем увеличения параллельных каналов можно обеспечить требуемую сумму энергии сигналов при нулевых остатках суммы корреляционных функций.

3. Поскольку корреляционная функция отдельного сигнала может иметь большие боковые выбросы, затрудняется перехват информации, увеличивается скрытность.

Литература

I. Вишин Г.М. Многочастотная радиолокация. М., Военное изд. Мин. Обороны СССР, 1973.

2. Андронов И.С., Финк Л.М. Передача дискретных сообщений по параллельным каналам. М., "Советское радио", 1971.

3. Лезин Ю.С. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. М., "Советское радио", 1963.

I. Arro

Phasmanipulierte Signale für Parallelkanäle

Zusammenfassung

Es ist eine Kodierungsregel für Kodes festgestellt, die die summierende Korrelationsfunktion mit einem Hauptmaximum und ohne Nebensprünge, bei der Menge der Kodeelemente $N=2^m$, $m = 1,2,\ldots$ haben.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.397.01

Э.А. Шульц

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ УСТРОЙСТВ В ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЦЕЛЯХ

Телевизионные устройства прикладного типа сравнительно широко применяют для определения пространственных характеристик объектов. Большинство случаев определения таких количественных характеристик базируется на измерении пространственных координат точек объектов. Возможности известных телевизионных устройств в этом отношении ограничены [1, 2]. Представляет интерес выявление основных факторов, определяющих подобные ограничения.

Пространственные характеристики объектов в непосредственном, "чистом" виде представлены в виде уравнения, связывающего пространственные координаты X_1, X_2 и X_3 между собой так, чтобы этому уравнению удовлетворяли лишь координаты точек, принадлежащих объектам

$$f(X_1, X_2, X_3) = 0. \tag{1}$$

Подобное описание не содержит признаков опознавания принадлежности точек пространства к объекту. Следовательно, в процессе передачи информации о пространственных характеристиках объектов нельзя непосредственно опираться на подобное описание.

Физическим носителем информации об объектах является сформированный объектом лучистый поток. Для наиболее распространенных пассивных телевизионных систем, оперирующих с некогерентным полем излучения, информационным параметром такого носителя информации является энергетическая, лучистая величина G. Пространственные характеристики объектов отображаются в распределении $G(X_1, X_2, X_3, t)$. Здесь зависимость от времени порождается конечной скоростью распространения излучения. Физическая природа величины G такова, что в общем случае,то есть без соответствующего ограничения излучательных свойств объектов и влияющих на распространение излучения свойств среды, нельзя по величине G определить принадлежность соответствующей точки пространства к объекту или среде.

Телевизионная система регистрирует информацию об объектах после преобразования, которым эта информация подвергается в ходе распространения излучения от объектов до входа системы. Для передачи информации об объектах необходимо, чтобы это преобразование было бы взаимно-однозначным и ее оператор заведомо известным. Из принципа Гюйгенса-Френеля следует, что в части пространственных характеристик объектов это условие в общем случае не выполняется даже при известных свойствах среды. Дополнительные ограничения появляются, если свойства среды таковы, что не позволяют однозначно определить закон распространения излучения в нем (например, мутная среда).

Лучистые величины обеспечивают приближенное описание пространственной структуры излучения [3]. Соответственно и описание пространственных характеристик объектов с их помощью будет также приближенным.

Среди лучистых величин наиболее детальной величиной в части отображения пространственной структуры излучения является лучистость b . Лучистость, кроме зависимости от X_1, X_2, X_3 и t, является дополнительно функцией характеризующих направление угловых (пространственных) координат ϑ и α. В распределении $b(\vartheta, \alpha)$ для точек, принадлежащих объектам - вторичным излучателям - косвенно отображается пространственная микроструктура объектов (например, степень шероховатости поверхности). Характер отображения зависит от свойств первичного освещающего объекты излучения.

При регистрации излучения объектов телевизионной системой лучистость трактуется не как показатель излучателя, а как показатель поля излучения [3]. В рамках лучистых величин полное описание поля излучения дается распределением [4]

$$b_\lambda = b(x_1, x_2, x_3, t, \vartheta, \alpha, \lambda), \qquad (2)$$

где λ – длина волны излучения. Здесь b_λ имеет смысл спектральной плотности лучистости.

Из вышеизложенного следует, что ограничения в части измерения пространственных характеристик объектов телевизионными системами порождаются не взаимно-однозначным оператором преобразования (I) и (2). Преодоление этой неоднозначности осуществимо только ценой определенного ограничения класса объектов.

Л и т е р а т у р а

I. П о л о н и к В.С. Телевизионная автоматика. Л., "Энергия", I970.

2. Д ж а к о н и я В.Е. и др. Измерение координат объектов телевизионными методами – "Техника кино и телевидения", I972, № I2, с. 60–63.

3. М е ш к о в В.В. Основы светотехники. Часть I,М.-Л., Госэнергоиздат , I957.

4. Л е в ш и н В.Л. Пространственная фильтрация в оптических системах пеленгации. М., "Советское радио", I97I.

E. Schults

Some Peculiarities of Using Television Sets for Measuring Purposes

Summary

The factors limiting the possibilities of industrial television sets to measure spatial co-ordinates of objects are considered.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.378.9:621.371

А.А. Таклая, Х.В. Хинрикус

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ОПТИЧЕСКОМ АТМОСФЕРНОМ СВЯЗНОМ КАНАЛЕ

Для определения влияния замираний на передачу информации в оптическом канале связи надо знать их вероятностное распределение. Теория [1] предсказывает лог-нормальное распределение для амплитуды светового излучения, если флуктуации, обусловленные турбулентной атмосферой, малы. Лог-нормальным остается и распределение флуктуаций интенсивности [1]

$$W_\lambda(I) = \frac{1}{I\sigma_I\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(\ln\frac{I}{\langle I\rangle} + \frac{\sigma_I^2}{2})}{2\sigma_I}}, \quad \sigma_I^2 = \ln(\beta^2+1), \tag{1}$$

где $\langle I\rangle$ – среднее значение интенсивности;

β^2 – дисперсия флуктуаций интенсивности.

Зависимость дисперсии логарифма интенсивности σ_I^2 от состояния атмосферы имеет вид [1] до насыщения

$$\sigma_I^2 = 0{,}5\, C_n^2\, k^{7/6} L^{11/6}, \tag{2}$$

и после насыщения [3]

$$\sigma_{I_H}^2 = (\sigma_I)^{-1/6}, \tag{3}$$

где C_n^2 – структурная постоянная атмосферы;

k – волновое число излучения;

L – длина трассы.

Далее σ_I^2 используется как параметр, характеризующий влияние атмосферы на излучение. С точки зрения закона сохранения энергии распределение вероятности флуктуаций амплитуды должно иметь хотя бы малое отклонение от лог-нормального [2]. Это отклонение обусловлено [3] присутствием поля рассеянного от маленьких (относительно первой зоны Френеля) неоднородностей коэффициента преломления. При этом общее поле плоской волны в приемной точке

$$E = A_0 e^{ikz}[e^{\varphi_L} + \epsilon\varphi_R], \tag{4}$$

где φ_L – величина с распределением Гаусса;

φ_R – величина с распределением Рэлея, присутствием которого обычно пренебрегают;

ϵ – параметр, который обычно меньше единицы, характеризует дисперсию распределения Рэлея $\epsilon \sim \sigma_2$.

Рэлеевская компонента определяется главным образом отношением размера зоны Френеля $\sqrt{\frac{L}{K}}$ к внешнему масштабу турбулентности L_0

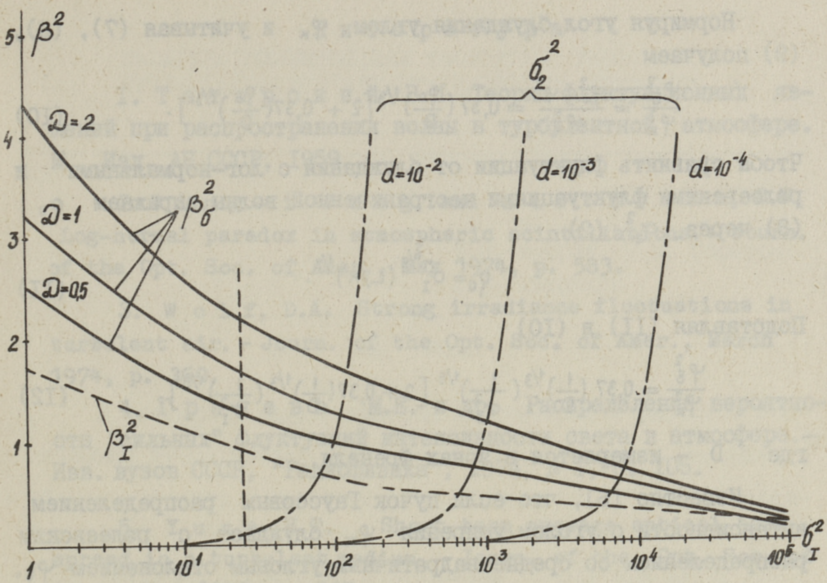
$$\sigma_2^2 \simeq \frac{L}{KL_0^2}\sigma_I^2 = d\cdot\sigma_I^2. \tag{5}$$

Распределение флуктуаций интенсивности при рэлеевском распределении флуктуаций амплитуды поля будет экспоненциальным

$$W_R(I) = \frac{1}{\langle I\rangle} e^{-\frac{I}{\langle I\rangle_R}}, \tag{6}$$

где $\langle I\rangle_R$ – средняя интенсивность рэлеевских флуктуаций с дисперсией $\langle I_R\rangle^2 = (\sigma_2^2)^2$. На фиг. I представлена зависимость $\langle I\rangle_R^2$ от σ_I^2 при разном значении параметра d, которое в видимом и инфракрасном диапазоне может принимать значения от $I0^4$ до $I0^2$. Место $\langle I\rangle_R^2 = 1$ достигается очень редко и называется началом рэлеевского режима распространения. Полученный в работе [4] результат при $\sigma_I^2 = 25$ (вертикальная линия на фиг. I) и $d \approx I0^{-3}$ хорошо аппроксимируется лог-нормальным, а не рэлеевским законом, что явствует и из фиг. I.

Вышерассмотренные два режима распространения лог-нормальный и рэлеевский характеризуют главным образом распространение сферических и плоских волн. В оптических линиях используют ограниченные пучки. Распространяясь в турбулентной атмосфере пучок расширяется. Углу уширения φ соответствует радиус ρ эквифазной излучающей поверхности



Фиг. 1. Зависимость лог-нормальных – – – – –, бета ———————, рэлеевских ——— — ——— —, флуктуации от турбулентности атмосферы σ_I. D – диаметр апертуры передатчика, $d=\frac{L}{KL_0}$

$$\rho = \frac{1}{\varphi k}, \tag{7}$$

зависимость которого от турбулентности дана выражением [5]

$$\frac{1}{\varphi_0 k} = \rho_0 = \left[0{,}545\, C_n^2\, k^2 L\right]^{-3/5}. \tag{8}$$

Угол уширения состоит из так называемого кратковременного расширения $\varphi_к$ и блуждания пучка $\varphi_б$, предполагая их статистически независимыми, получаем:

$$\varphi_0^2 = \varphi_к^2 + \varphi_б^2, \quad \text{откуда} \quad \varphi_б^2 = \varphi_0^2 - \varphi_к^2 .$$

Радиус кратковременного уширения равен [5]

$$\rho_к = \rho_0 \left[1 + 0{,}37(\rho_0/D)^{1/3}\right] \quad \text{при} \quad 0{,}37(\rho_0/D)^{1/3} << 1, \tag{9}$$

где D – диаметр апертуры передатчика.

Нормируя угол блуждания углом $\varphi_к$ и учитывая (7), (8), (9) получаем

$$\frac{\varphi_б^2}{\varphi_к^2} = \frac{\varphi_0^2-\varphi_к^2}{\varphi_к^2} = 0{,}37\left(\frac{\rho_0}{D}\right)^{1/3}\left[2 + 0{,}37\left(\frac{\rho_0}{D}\right)^{1/3}\right]. \qquad (10)$$

Чтобы сравнить флуктуации от блуждания с лог-нормальными и рэлеевскими флуктуациями неограниченной волны выражаем ρ_0 (8) через σ_I^2 (2)

$$\rho_0 = \sigma_I^{-6/5}(L/k)^{1/2}. \qquad (11)$$

Подставляя (11) в (10)

$$\frac{\varphi_б^2}{\varphi_к^2} = 0{,}37\left(\frac{1}{D}\right)^{1/3}\left(\frac{1}{\sigma_I^2}\right)^{1/5}\left[2 + 0{,}37\left(\frac{1}{D}\right)^{1/3}\left(\frac{1}{\sigma_I^2}\right)^{1/5}\right], \qquad (12)$$

где D – измеряется в зонах Френеля.

Известно [6], что если пучок Гауссовым распределением интенсивности с углом уширения $\varphi_к$ блуждает с рэлеевским распределением со среднеквадратичным угловым отклонением $\varphi_б$, тогда флуктуации интенсивности на точечном приемнике даны бета-распределением для $I \leq I_0$

$$W_б(I) = \frac{1}{2\alpha I_0}\left(\frac{I}{I_0}\right)^{\frac{1}{2\alpha}-1}, \qquad (13)$$

где I_0 – интенсивность в центре пучка и $\alpha = 4\left(\frac{\varphi_б}{\varphi_к}\right)^2$.

Относительные флуктуации

$$\beta_б^2 = \frac{4\alpha^2}{4\alpha+1}. \qquad (14)$$

Кривые $\beta_б^2$ при трех значениях апертуры передатчика $D = 0{,}5\sqrt{L/k}$, $D = 1\sqrt{L/k}$ и $D = 2\sqrt{L/k}$ приведены на фиг. 1. С ростом апертуры передатчика растет доля флуктуаций с бета-распределением. Общий закон распределения вероятности флуктуаций определяется через характеристические функции частных распределений $W_Л(I)$, $W_R(I)$, $W_б(I)$.

Приведенные расчеты показывают, что рэлеевский режим распространения в оптическом диапазоне достигается очень редко. Доля флуктуаций от блуждания пучка зависит от размера передающей апертуры и уменьшается при увеличении σ_I^2. Общий закон распределения вероятности флуктуаций интенсивности таким образом определяется двумя частными распределениями: лог-нормальным и бета-распределением.

Л и т е р а т у р а

I. Т а т а р с к и й В.И. Теория флуктуационных явлений при распространении волны в турбулентной атмосфере. М., Изд. АН СССР, I959.

2. T i n g - i W a n g and S t r o h b e r n, J.W. Log-normal paradox in atmospheric scintillations. – Journ. of the Opt. Soc. of Amer., May 1974, p. 583.

3. W o l f, D.A. Strong irradiance fluctuations in turbulent air. – Journ. of the Opt. Soc. of Amer., March 1974, p. 360.

4. Г р а ч е в а М.Е. и др. Распределение вероятности "сильных" флуктуаций интенсивности света в атмосфере. – Изв. вузов СССР, "Радиофизика", I974, № I, с. I05.

5. Y u r a, H.T. Short-term average optical-beam spread in a turbulent medium. – Journ. of the Opt. Soc. of Amer., May 1973, p. 567.

6. T i t t e r t o n, P.J. Power reduction and fluctuations caused by narrow laser beam motion in the far field. – Appl. Opt., Febr. 1973, p. 423.

A. Taklaja, H. Hinrikus

The Probability Distribution of Intensity Fluctuations in Atmospheric Optical Communication Channel

Summary

Three types of probability distributions of intensity fluctuations in optical atmospheric communication channel are considered: the log-normal, exponential and Beta-distribution. The role of these distributions in various atmospheric conditions and transmitter aperture sizes are estimated.

Л и т е р а т у р а

1. Т а т а р с к и й В.И. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. – М.: Изд. АН СССР, 1959.

2. [illegible] Log-normal paradox in atmospheric scintillations. – Journ. of the Opt. Soc. of Amer., May 1974, p. 583.

3. W o l f, D.A. Strong irradiance fluctuations in turbulent air. – Journ. of the Opt. Soc. of Amer., March 1974, p. 360.

4. Г у р в и ч А.С. и др. Распределение вероятности "сильных" флуктуаций интенсивности света в атмосфере. – Изв. вузов СССР, "Радиофизика", 1974, № 1, с. 105.

5. Y u r a, H.T. Short-term average optical-beam spread in a turbulent medium. – Journ. of the Opt. Soc. of Amer., May 1973, p. 567.

6. T i t t e r t o n, P.J. Power reduction and fluctuations caused by narrow laser beam motion in the far field. – Appl. Opt., Febr. 1973, p. 423.

A. Tekleje, E. Hilytkas

The Probability Distribution of Intensity Fluctuations in Atmospheric Optical Communication Channel

Summary

Three types of probability distributions of intensity fluctuations in optical atmospheric communication channel are considered: the log-normal, exponential and Rice-distribution. The data of these distributions in various atmospheric conditions and transmitter aperture sizes are estimated.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№389 1975

УДК 621.383.52

Р.В. Астрик, Т.Э. Соонурм,
Х.В. Хинрикус

ШУМЫ МОМ ДИОДА

В настоящей работе приводятся результаты расчетов собственных шумов металл-оксид-металл (МОМ) диода. Рассматриваются тепловые и дробовые шумы. Шумами типа $\frac{1}{f^{\alpha}}$ на частотах свыше нескольких сотен кГц можно пренебречь.

Наиболее вероятными механизмами работы МОМ диода являются туннелирование сквозь потенциальный барьер между двумя металлами и термоэмиссия через этот барьер [1]. Плотность туннельных токов определяется известной формулой Симмонса [2]

$$J_{ту}=J_0\left\{\bar{\varphi}\exp(-A\bar{\varphi}^{1/2})-(\bar{\varphi}+eV)\exp\left[-A(\bar{\varphi}+eV)^{1/2}\right]\right\}, \qquad (1)$$

где $J_0 = e/2\pi h\Delta s^2$, $A=4\pi\Delta s\sqrt{2m}/h$;
h – постоянная Планка;
e и m – заряд и масса электрона;
Δs – ширина барьера;
V – напряжение внешнего смещения;
$\bar{\varphi}$ – форма потенциального барьера.

Плотность эквивалентного шумового тока определяется обоими составляющими туннельного тока

$$J_{тущ}=J_0\left\{\bar{\varphi}\exp(-A\bar{\varphi}^{1/2})+(\bar{\varphi}+eV)\exp\left[-A(\bar{\varphi}+eV)^{1/2}\right]\right\}. \qquad (2)$$

Форма потенциального барьера с учетом сил изображения при обратном смещении, когда отрицательное смещение подано на электрод с меньшей работой выхода, имеет вид [3]

$$\bar{\varphi}_1=\varphi_1+\frac{s_1+s_2}{2s}(\Delta\varphi-eV)-\frac{1{,}15\lambda s}{\Delta s}\ln\left[\frac{s_2(s-s_1)}{s_1(s-s_2)}\right], \qquad (3)$$

и при прямом смещении [3]

$$\bar{\varphi}_2 = \varphi_2 - \frac{s_1+s_2}{2s}(eV+\Delta\varphi) - \frac{1{,}15\lambda s}{\Delta s}\ln\left[\frac{s_2(s-s_1)}{s_1(s-s_2)}\right], \tag{4}$$

где $\lambda \;= e^2\ln 2/8\pi\varepsilon\varepsilon_0 s$;

s – толщина диэлектрика,

s_1 и s_2 – границы барьера;

$\Delta s \;= s_2 - s_1$;

φ_2 и φ_1 – работы выхода металлов с большей и меньшей работой выхода соответственно;

$\Delta\varphi \;= \varphi_2 - \varphi_1$;

ε – диэлектрическая проницаемость.

Границы барьера s_1 и s_2 определены аналогично [3].

Плотность токов термоэмиссии в МОМ диоде [4]

$$J_{тэ} = A\exp(-\varphi_{1m}/кT)\left[1-\exp(-eV/кT)\right], \tag{5}$$

где

$A \;= 4\pi m e к^2 T^2/h^3$;

$к$ – постоянная Больцмана;

T – температура перехода.

Плотность эквивалентного шумового тока

$$J_{тэш} = A\exp(-\varphi_{1m}/кT)\left[1+\exp(-eV/кT)\right]. \tag{6}$$

Форма потенциального барьера φ_{1m} определяется аналогично [4]. Общий эквивалентный ток, обусловливающий дробовые шумы равен

$$J_{ш} = J_{туш} + J_{тэш}. \tag{7}$$

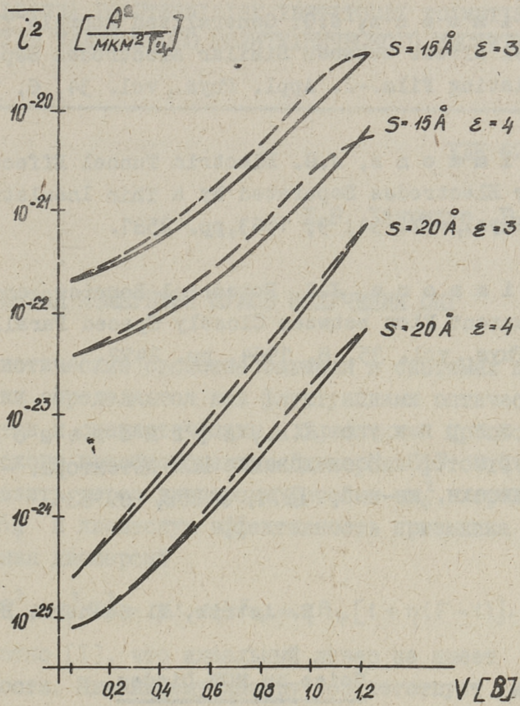
Расчеты по формулам (I), (2), (5) и (6) проводились на ЭВМ. Сравнение расчетов и экспериментально снятых параметров МОМ диода [5] показывает, что наиболее подходящими параметрами перехода являются $\Delta\varphi = 0{,}5$ эВ, s = I5 – 20 Å и $\varepsilon = 3$.

При таких параметрах перехода можно пренебречь токами термоэмиссии, поскольку они на 3–4 порядка меньше токов туннелирования.

Спектральная плотность шумового тока МОМ диода определяется известной формулой

$$\overline{i^2} = 4кTG + 2eI_{ш}, \tag{8}$$

где G – дифференциальная проводимость перехода.



Фиг. 1. Зависимость $\overline{i^2} = f(V)$, при $\Delta\varphi = 0{,}50$ эВ

——— обратное смещение

– – – – прямое смещение.

Графики зависимости $\overline{i^2}$ от напряжения смещения при разных параметрах перехода приведены на фиг. I. Зависимость имеет экспоненциальный характер.

Приведенная мощность шумов при указанных параметрах перехода и площади контакта I мкм^2 порядка $10^{-18} \div 10^{-19}$ Вт/Гц$^{1/2}$. Поскольку коэффициент преобразования МОМ диода порядка 0,I, то ожидаемая предельная чувствительность приемника на базе МОМ диода будет порядка 10^{-17}–10^{-18} Вт/Гц$^{1/2}$.

Литература

I. Лобов Г.Д., Ненашев А.Н. Регистрация субмиллиметрового и ИК излучения с помощью туннельного перехода металл-диэлектрик-металл (МДМ). - "Труды МЭИ", 1972, № 100. с. 98.

2. S i m m o n s, J.G. Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by Thin Insulating Film.-J. Appl. Phys., vol. 34, 6, 1963, pp. 1793.

3. S i m m o n s, J.G. Electric Tunnel Effect between Dissimilar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film. - J. Appl. Phys., vol. 34, 9, 1963, pp. 2581.

4. S i m m o n s, J.G. Potential Barrier and Emission-Limited Current Flow between Closely Spaced Parallel Metal.- J. Appl. Phys., vol. 35, 8, 1964, pp. 2472.

5. Х и н р и к у с Х.В., А ф и н о г е н о в В.Н., С о о н у р м Т.Э. Исследование МОМ детектора. - "Тр.Таллинск. политехн. ин-та", 1974, № 358, с. 53.

R. Astrik, T. Soonurm, H. Hinrikus

Noise in MOM Diodes

Summary

The tunnel and emission limited currents in MOM structures are calculated. The equivalent noise currents and the thermal fluctuations are discussed as the noise mechanisms of the MOM diode.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.391.822

Х.В. Хинрикус, Р.В. Астрик

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ

Статистические свойства сигнала в системах квантовой электроники определяются как флуктуациями оптического излучения, так и статистическим характером процесса фотоэлектрического преобразования. Дисперсию фотоотсчетов σ^2 можно выразить через дисперсию фотонов σ_ϕ^2, среднее число фотонов $\bar{n}_\phi$ и квантовую эффективность приемника η правилом сложения дисперсий

$$\sigma^2 = \eta^2 \sigma_\phi^2 + \eta(1+\eta)\bar{n}_\phi = \eta \bar{n}_\phi [1+\eta(F-1)]. \qquad (1)$$

Известно [1], что идеальный лазер не имеет флуктуаций интенсивности. Идеальному лазеру соответствует минимальная возможная дисперсия фотонов, то есть пуассоновское распределение. Для идеального лазера [2] дисперсия фотоотсчетов

$$\sigma_0^2 = \eta \bar{n}_\phi. \qquad (2)$$

С учетом влияния технического шума (на частотах до 10^3-10^4 Гц) и многомодовости (биения на частотах до 10^7-10^8 Гц) статистика флуктуаций реального лазера отличается от пуассоновской. Из (1) и (2) следует, что мерой отклонения свойств излучения реального лазера от излучения идеального лазера является множитель $F-1$, характеризующий отклонение закона распределения от закона Пуассона. Параметр

$$F = \frac{\sigma_\phi^2}{\bar{n}_\phi} = \frac{1}{\eta}\,\frac{\sigma^2-\sigma_0^2}{\sigma_0^2} + 1. \qquad (3)$$

С другой стороны известно [2], что дисперсия фотоотсчетов теплового излучения за время измерения T

$$\sigma_T^2 = \eta \bar{n}_T \left(1+\frac{\xi(T)}{T}\bar{n}_T\right), \qquad (4)$$

где функция $\xi(T)$ характеризует временную когерентность. Время когерентности тепловых источников $\tau_к$ порядка 10^{-11} секунд. Таким образом, в частотном диапазоне, где наиболее существенно сказываются избыточные флуктуации лазерного излучения $\frac{\xi(T)}{T} = \frac{\tau_к}{T} << 1$, излучение черного тела не обладает избыточными флуктуациями, то есть $\sigma_т^2 = \eta \bar{n}_т$.

Таким образом параметр F может быть определен по сравнительным измерениям дисперсий флуктуаций фототока излучения реального лазера и черного тела при одинаковых средних значениях фототока $\eta \bar{n}_ф = \eta \bar{n}_т = \bar{n}$.

Первый отсчет для теплового излучения

$$\sigma_1^2 = \bar{n} + \sigma_ш^2 , \tag{5}$$

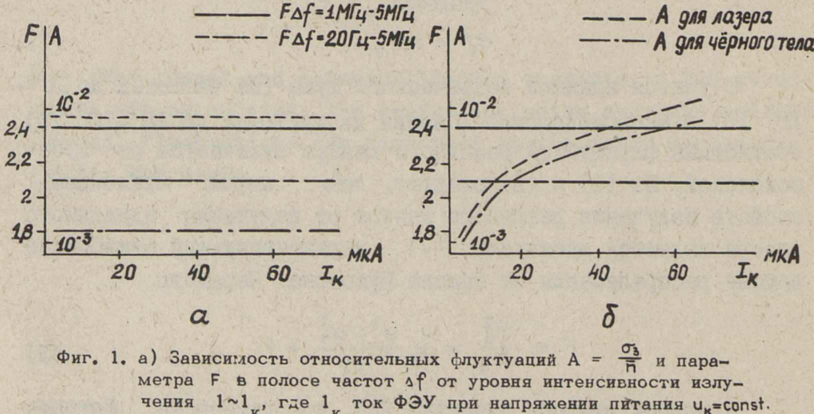
где $\sigma_ш^2$ дисперсия собственных и фоновых шумов фотоприема.

Второй отсчет для теплового излучения с известным $F_т \neq 1$ (введена модуляция)

$$\sigma_2^2 = \bar{n}\left[1 + \eta(F_т - 1)\right] + \sigma_ш^2 . \tag{6}$$

Третий отсчет для лазерного излучения

$$\sigma_3^2 = \bar{n}\left[1 + \eta(F - 1)\right] + \sigma_ш^2 . \tag{7}$$



Фиг. 1. а) Зависимость относительных флуктуаций $A = \frac{\sigma_3}{\bar{n}}$ и параметра F в полосе частот Δf от уровня интенсивности излучения $I \sim I_к$, где $I_к$ ток ФЭУ при напряжении питания $U_к = const$.

б) Зависимость относительных флуктуаций $A = \frac{\sigma_3}{\bar{n}}$ и параметра F от тока ФЭУ при неизменной интенсивности сигнала $I = const$.

Из данных измерений

$$F = (F_T - 1)\,\frac{\sigma_3^2 - \sigma_1^2}{\sigma_2^2 - \sigma_1^2} + 1. \qquad (8)$$

Сравнительный метод измерения позволяет исключить влияние режима, неидеальности и собственных шумов приемника. Независимость измеренного значения F от режима приемника и уровня интенсивности сигнала подтверждается результатами эксперимента (см. фиг. I) с применением ФЭУ для исследования шумов гелий-неонового лазера на волне 0,63 мкм.

Литература

I. Глаубер Р. Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М., "Мир", 1966.

2. Клаудер Дж., Сударшан Э. Основы квантовой оптики. М., "Мир", 1970.

H. Hinrikus, R. Astrik

Noise Measurement Method for Laser Radiation

Summary

A method for determination of difference between ideal and nonideal laser intensity fluctuations is proposed by comparison of laser and black body radiation fluctuations.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

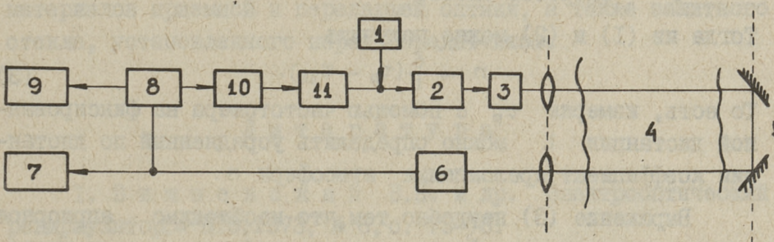
№ 389 1975

УДК 621.373

Б.В. Захаров, Ю.Ю. Григорьев

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ РЕЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ РЕФРАКТОМЕТР

Рециркуляционный электрооптический генератор [I] представляет собой систему, блок-схема которой приведена на фиг. I [2].



Фиг. 1. 1 – устройство внешнего запуска; 2 – оконечный усилитель мощности; 3 – лазерный диод (ЛД); 4 – оптическая трасса; 5 – зеркальный отражатель; 6 – фотоприёмник; 7 – устройство визуального контроля; 8 – усилитель – ограничитель; 9 – частотомер; 10 – пороговое устройство (моновибратор); 11 – формирователь.

При подаче запускающего импульса от устройства внешнего запуска (I), происходит высвечивание лазерного диода (3). Световой импульс, проходя оптическую трассу (4), отражается от зеркального отражателя (5) и попадает на фотоприемник (6), с нагрузки которого электрический импульс попадает на устройство визуального контроля (7) и на усилитель-ограничитель (8), откуда попадает на пороговое устройство (I0), выдающее импульс стандартной амплитуды, а за-тем через формирователь (II) и оконечный усилитель мощности (2) вновь высвечивает лазерный диод (3).

Если усиление системы превосходит потери сигнала в атмосфере и в электрических цепях, то возникает циркуляция. Период циркуляции можно записать в таком виде

$$\tau_p = \tau_{эл} + \tau_{опт}, \tag{I}$$

где $\tau_{эл}$ - время задержки сигнала в электрической цепи;
$\tau_{опт}$ - время задержки сигнала в оптической трассе.

Время задержки в трассе может быть определено как

$$\tau_{опт} = \frac{n \cdot L}{c}, \tag{2}$$

где n - средний по дистанции показатель преломления атмосферы;
L - полная длина трассы;
c - скорость света.

Тогда из (I) и (2) можно получить

$$n = \frac{c}{L}(\tau_p - \tau_{эл}). \tag{3}$$

То есть, измеряя τ_p с помощью частотомера на фиксированной дистанции L можно определить усредненный по дистанции коэффициент преломления атмосферы n.

Выражение (3) неудобно тем,что необходимо априорное знание длины трассы. От этого можно избавиться,если проводить два измерения для дистанции L и для $L - \Delta L$.

Тогда получим систему уравнений

$$n = \frac{c}{L}(\tau_p - \tau_{эл}), \tag{4}$$

$$n = \frac{c}{L - \Delta L}(\tau_p' - \tau_{эл}). \tag{5}$$

где τ_p' - период циркуляции на дистанции $L - \Delta L$.

Из (4) и (5) легко получить

$$n = \frac{c}{\Delta L}(\tau_p - \tau_p'). \tag{6}$$

Из (6) видно, что для определения n необходимо замерить периоды циркуляции на дистанциях L и $L - \Delta L$. Величина ΔL выбирается с таким расчетом, чтобы изменение периода циркуляции за его счет было больше чем ошибка определения τ_p и τ_p', которая определяется стабильностью циркуляции и погрешностью измерительного прибора. Так при стабильности циркуляции 10^{-5} достаточно взять $\Delta L > 10$ см. Сама величина ΔL может быть измерена достаточно точно.

Экспериментальные исследования по определению среднего по дистанции коэффициента преломления проводились при протяженности трассы $L = 876$ м.

Период циркуляции при этом составлял $\tau_p = 5{,}8428 \pm 0{,}0001$ мкс для дистанции L и $\tau_p' = 5{,}8418 \pm 0{,}0001$ мкс для дистанции $L - \Delta L$, $\Delta L = 29$ см.

Вычисленный по (6) коэффициент преломления атмосферы составил

$$n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{29}\, 0{,}0010 \cdot 10^{-6} = 1{,}0344.$$

Ошибка измерений, обусловленная нестабильностью системы и погрешностью измерительных приборов, составила 10 %. При измерениях не введена поправка на коэффициент преломления материалов приемной и передающей оптики, а также защитного стекла, установленного перед передатчиком.

Литература

1. Вишневский В.Н. и др. Электрооптический рециркулятор.- ПТЭ,1973, № 6, с. 73-75.

2. Вишневский В.Н., Захаров Б.В. и др. Электрооптический рециркулятор для зондирования атмосферы. - Сб. Трудов II Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск,1973,с.81-83.

B. Zakharov, I. Grigoryev

Electrooptical Recirculation Refractometer

Summary

The method of atmosphere refraction index measurements carried out with the aid of recirculation generator has been discussed in the present paper.

точностью измерительного прибора. Так при относительной погрешности 10^{-5} достаточно знать Δl, 10 см. Сама величина Δl может быть измерена достаточно точно.

Экспериментальные исследования по определению среднего по дистанции коэффициента преломления проводились при протяженности трассы L = 570 м.

Период циркуляции при этом составлял τ_1 = 5,8428 ±0,0001 мкс для расстояния L и τ_2 = 5,8418 ±0,0001 мкс для дистанции L + ΔL = 580 м.

Вычисленный по (6) коэффициент преломления атмосферы составил

$$n = \frac{3\cdot 10^{10}}{2\Delta L}\cdot 5{,}0010\cdot 10^{-6} = 1{,}0344.$$

Ошибка измерений, обусловленная нестабильностью системы и погрешностью измерительных приборов, составила 10 %. При измерениях не введена поправка на коэффициент преломления материалов приемной и передающей оптики, а также защитного стекла, установленного перед передатчиком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вишневский В.Н. и др. Электрооптический рециркулятор. - ПТЭ, 1977, № 5, с. 73-75.

2. Вишневский В.Н., Захаров В.В. и др. Электрооптический рециркулятор для исследования атмосферы. - Сб. Трудов I Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1975, с.81-83.

V. Zakharov, L. Grigoryev

Electrooptical Recirculation Refractometer

Summary

The results of laboratory investigations of electrooptical recirculation refractometer carried out with the aid of its prototype are discussed in the present paper.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.372.57

Х.А.Таммет

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ШУМОВЫХ ИСТОЧНИКОВ МНОГОПОЛЮСНИКА

При расчете шумовых параметров электронных схем часто возникает задача преобразовать тип или место подключения шумового источника. В литературе рассмотрены приемы переноса шумовых источников четырехполюсника [1] или их соединения [2]. Известны алгоритмы переноса однотипных источников на вход и выход схемы [3].

Ниже приведена обобщенная методика преобразования шумовых источников линейных цепей, основанная на матричном представлении цепи [4]. Для описания исходной n-полюсной цепи составляем систему из n уравнений [5,6] где собственные шумы учтены источниками напряжения u_i и тока i_j с комплексными амплитудами (определены их собственные и взаимные энергетические спектры). Система уравнений в матричной форме имеет вид

$$[Q] = [R][P] + [q], \tag{1}$$

где $[Q]$ – вектор зависимых напряжений и токов;

$[P]$ – вектор задающих токов и напряжений;

$[q]$ – вектор шумовых напряжений и токов;

$[R]$ – гибридная матрица малосигнальных параметров.

Допустим, что результирующая цепь должна иметь m полюсов ($m \leqslant n$) с определенными источниками шумового напряжения или тока. Тем самым заданы векторы результирующих зависимых величин $[T]$ и шумовых источников $[t]$.

Для исключения $\bar{m}$ внутренних полюсов ($\bar{m} = n - m$) переставим столбцы и строки уравнения (1), получая в развернутом виде

$$\begin{bmatrix} Q_m \\ I_{\overline{m}_1} \\ U_{\overline{m}_2} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} q_m \\ i_{\overline{m}_1} \\ u_{\overline{m}_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{mm} & R_{m\overline{m}_1} & R_{m\overline{m}_2} \\ R_{\overline{m}_1 m} & R_{\overline{m}_1\overline{m}_1} & R_{\overline{m}_1\overline{m}_2} \\ R_{\overline{m}_2 m} & R_{\overline{m}_2\overline{m}_1} & R_{\overline{m}_2\overline{m}_2} \end{bmatrix}. \tag{2}$$

Так как токи внутренних полюсов

$$I_{\overline{m}_1} = 0 \quad \text{и} \quad I_{\overline{m}_2} = 0,$$

получим

$$[Q_m] - [q_m] - [R_{m\overline{m}_1} R^{-1}_{\overline{m}_1\overline{m}_1}][i_{\overline{m}_1}] = [R_{mm} - R_{m\overline{m}_1} R^{-1}_{\overline{m}_1\overline{m}_1} R_{\overline{m}_1 m}][P_m],$$

или в сокращенном виде

$$[Q_m] - [q'_m] = [R_m][P_m]. \tag{3}$$

Часть компонентов векторов $[Q_m]$ и $[T]$ совпадают (обозначим этот субвектор $[Q_T]$), поэтому разбиваем (3) на субматрицы

$$\begin{bmatrix} Q_T \\ Q_{\overline{T}} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} q_T \\ q_{\overline{T}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_T \\ P_{\overline{T}} \end{bmatrix}, \tag{4}$$

причем по определению

$$\begin{bmatrix} Q_T \\ P_{\overline{T}} \end{bmatrix} = [T].$$

Переставляя векторы $[Q_{\overline{T}}]$ и $[P_{\overline{T}}]$, получим при условии неособенности блока D

$$[T] - \begin{bmatrix} t_q \\ t_p \end{bmatrix} = \left[\begin{array}{c|c} A - BD^{-1}C & BD^{-1} \\ \hline -D^{-1}C & D^{-1} \end{array}\right] \begin{bmatrix} P_T \\ Q_{\overline{T}} \end{bmatrix}, \tag{5}$$

где результирующие шумовые источники

$$\begin{bmatrix} t_q \\ t_p \end{bmatrix} = \left[\begin{array}{c|c} 1 & -BD^{-1} \\ \hline 0 & -D^{-1} \end{array}\right] \begin{bmatrix} q_T \\ q_{\overline{T}} \end{bmatrix}. \tag{6}$$

На основе (6) можем рассчитать собственные и взаимные спектры преобразованных источников шума

$$\begin{bmatrix} t_q \\ t_p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t_q \\ t_p \end{bmatrix}^+ = \left[\begin{array}{c|c} 1 & -BD^{-1} \\ \hline 0 & -D^{-1} \end{array}\right] \begin{bmatrix} q_T \\ q_{\overline{T}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_T \\ q_{\overline{T}} \end{bmatrix}^+ \left[\begin{array}{c|c} 1 & -BD^{-1} \\ \hline 0 & -D^{-1} \end{array}\right]^+, \tag{7}$$

где со знаком + обозначены эрмито-сопряженные матрицы. В случае четырехполюсника с общей стороной получаем непосредственно из (4)...(6) формулы преобразования систем шумовых параметров [2].

Л и т е р а т у р а

I. Д е м е н т ь е в Е.П. Элементы общей теории и расчета шумящих линейных цепей. М., Госэнергоиздат, 1963.

2. С у х о д о е в И.В.. Шумовые параметры транзисторов. М., "Связь", 1967.

3. А к о п я н ц Х.Г., З л ы д и н а Л.М. Алгоритм приведения внутренних источников шумов многополюсника к внешним зажимам. - Изв. вузов СССР. "Радиоэлектроника", 1974, № 8, с. 108-110.

4. Х а у с Г., А д л е р Р. Теория линейных шумящих цепей. М., ИЛ, 1963.

5. Н а г о р н ы й Л.Я. Моделирование электронных цепей на ЦВМ. Киев, "Техника", 1974.

6. Р э х э п а п п Ю.А., С и л л а м а а Х.В. Матричное описание многополюсников. -"Радиотехника", 1972, 27, № 12, с. 26-31.

H. Tammet

Transformation of Noise Sources of a Multipole

Summary

Formulas are given for computing the noise sources of a multipole with eliminated nodes or interchanged variables. The original multipole has the given hybrid matrix, self- and cross-power density spectra of the noise voltage and current sources.

[illegible] (2)

Ток для всех внутренних полюсов [illegible]

[illegible] (3)

Часть компонентов векторов [illegible] [illegible] (3) [illegible]

[illegible] (4)

Переходя к векторам [illegible], получим при условии не-
[illegible]

[illegible] (5)

[illegible] (6)

Из формулы (6) можно [illegible]

[illegible]

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.372.061:621.391.822

Я.А. Ратассепп, Х.А. Таммет

РАСЧЕТ НА ЭЦВМ ПРИВЕДЕННЫХ КО ВХОДУ ШУМОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМ

При анализе шумов сложных электронных схем аналитические методы приведения и преобразования источников шума [1] окажутся очень трудоемкими. Поэтому разработаны программы расчета шумовых параметров на ЭЦВМ, например, для расчета суммарного спектра шума на выходе схемы [4,5] или коэффициента шума схемы [2] при заданных величинах сопротивления источника сигнала. Часто является более рациональным рассчитать спектры приведенных ко входу источников шумового напряжения и тока [1], позволяющие непосредственно оценить отношение сигнала к шуму на входе или синтезировать цепи согласования при различных источниках сигнала.

Исходным для расчета является схема соединения элементов, малосигнальные эквивалентные схемы и шумовые источники элементов электронной схемы. Двух- или трехполюсные пассивные и активные элементы заданы системой y-параметров и источниками шумового тока. Спектральная плотность шумового тока двухполюсника $\dot{i}_l^2$ в случае пассивного элемента определена формулой Найквиста [1]. Шумы активного трехполюсника характеризуются двумя источниками тока $\dot{i}_{y1k}$, $\dot{i}_{y2k}$ с коэффициентом корреляции $\dot{c}_{yk}$.

Шумовые источники каждого элемента вызывают между двумя узлами, называемые выходом, напряжение, спектральная плотность которого

$$u_{0l}^2 = \dot{i}_l^2 \cdot |\dot{Z}_{l0}|^2, \tag{1}$$

или

$$u_{0k}^2 = \dot{i}_{y1k}^2 |\dot{Z}_{1k0}|^2 + \dot{i}_{y2k}^2 |\dot{Z}_{2k0}|^2 + 2\,\mathrm{Re}(\dot{Z}_{1k0}\dot{Z}_{2k0}^{*}\dot{c}_{yk})\sqrt{\dot{i}_{y1k}^2 \dot{i}_{y2k}^2}, \tag{2}$$

где $\dot{Z}_{i0}$ – комплексное сопротивление передачи от данного источника i на выход.

Шумы отдельных элементов схемы можем считать статистически независимыми, поэтому спектральная плотность суммарного выходного напряжения

$$u_{0c}^2 = \sum_{i=1}^{n} u_{0i}^2 + \sum_{k=1}^{m} u_{0k}^2 . \qquad (3)$$

Спектральная плотность напряжения, приведенного к входным узлам

$$u_{BC}^2 = \frac{u_{0c}^2}{|\dot{K}_u|^2} , \qquad (4)$$

где $\dot{K}_u$ – передача по напряжению от входа на выход данной схемы.

С другой стороны, приведенные ко входу схемы источники шумового напряжения u_a и тока i_a должны удовлетворять (4)

$$u_{BC}^2 = \left[u_a^2 + i_a^2 |\dot{Z}_g|^2 + 2(R_g c_{ra} + X_g c_{ia}) \sqrt{u_a^2 \, i_a^2} \right] \cdot \frac{|\dot{Z}_b|^2}{|\dot{Z}_b + \dot{Z}_g|^2} , \qquad (5)$$

где $\dot{Z}_g = R_g + jX_g$ – сопротивление входной нагрузки;
$\dot{c}_a = c_{ra} + jc_{ia}$ – коэффициент корреляции между источниками шума u_a, i_a;
$\dot{Z}_b$ – входное сопротивление схемы.

Для определения четырех неизвестных в (5) необходимо произвести расчет по (I) и (2) при следующих условиях на входе:

а) если $\dot{Z}_g = 0$, то $u_{BC,k3}^2 = u_a^2$,

б) если $\dot{Z}_g = \infty$ то $u_{BC,xx}^2 = i_a^2 |\dot{Z}_b|^2$, (6)

в) если $X_g = 0$ и, для повышения точности расчета, $R_g = |\dot{Z}_{gopt}|$, то по (5) определяется c_{ra},

г) если $R_g = 0$ и $X_g = -|\dot{Z}_{gopt}|$, то по (5) определяется c_{ia}, где $|\dot{Z}_{gopt}| = \sqrt{u_a^2 / i_a^2}$.

В основе вычислительного процесса лежит использование LU – преобразования матрицы проводимостей и основанный на теореме Теллегена метод присоединенной схемы [3].

Полное LU - преобразование матрицы происходит на каждой частоте один раз, а необходимые передачи $\dot{Z}_{l0}$ и $\dot{Z}_{k0}$ при условиях на входе (6) получаются путем дополнительных операций с элементами уже преобразованной матрицы. Такой подход позволяет сократить время вычисления. Необходимые в (4) и (5) функции $\dot{K}_u, \dot{Z}_b$ получаются одновременно при расчете передач по сопротивлению от входных узлов на выход данной схемы.

Результатами расчета являются спектральные плотности источников шума u_a^2, i_a^2, шумовой вклад каждого элемента на выходе и малосигнальные параметры схемы ($\dot{K}_u$, $\dot{Z}_{б}$, $\dot{Z}_{вых}$).

Программа реализована на алгоритмическом языке "МАЛГОЛ" для ЭЦВМ "Минск-22" и "Минск-32" (в режиме Т). Программа применяется для анализа шумов сложных линейных интегральных схем.

Литература

1. Дементьев Е.П. Элементы общей теории и расчета шумящих линейных цепей. М., Госэнергоиздат, 1963.

2. Акопянц Х.Г. Алгоритм для расчета фактора шума линейных схем на ЭЦВМ.- Изв. вузов СССР. "Радиоэлектроника", 1971, 14, № 7, с. 827-828.

3. Калахан Д. Методы машинного расчета электронных схем. М., "Мир", 1971.

4. Rohrer, R. et al. Computationally efficient electronic circuit noise calculations.-IEEE Journal of Solid-State Circuits, 6, 1971, No 4, 204-213.

5. Hartmann, K. et al. Computerized determination of electrical network noise due to correlated and uncorrelated noise sources.-IEEE Trans. on Circuit Theory, 20, 1973, No 3, pp. 321-322.

J. Ratassepp, H. Tammet

Computer-Aided Determination of Input Noise Parameters of Electronic Circuits

Summary

The algorithm and method to compute noise in linear electronic circuits are discussed. The adjoint network method by Tellegen's theorem is used. The circuit is determined by "y"-system small-signal parameters and noise generators of circuit elements. The spectral density of noise sources u_a, i_a and the main circuit functions are calculated.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 389 1975

УДК 621.372.061.3

Э.А. Лаксберг

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОЙ БЕЗРЕАКТИВНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

Рассмотрим класс цепей, содержащих следующие двухполюсные компоненты: зависимые и независимые источники напряжения U_D и E, нелинейные и линейные резисторы F и R, независимые и зависимые источники тока J и I_D. Управление зависимых источников производится линейной комбинацией напряжений и токов ветвей графа цепи.

При формировании математической модели (ММ) данного класса цепей на свойства нелинейных резисторов и топологию нелинейной подсхемы обычно накладываются ограничения. Например, допускается лишь определенный порядок распределения нелинэйных резисторов между деревом и дополнением дерева в зависимости от характера управления [1,2]. В данной статье рассматривается способ построения ММ свободный от этих ограничений, а также некоторые свойства ММ, вытекающие из ее структуры, для различных подклассов цепей.

Для построения ММ выберем дерево графа в соответствии с вышеназванным приоритетом ветвей и применим обобщенные законы Кирхгофа

$$i^T = -\pi . i^N, \qquad u^N = \pi^t \cdot u^T, \tag{1}$$

где i^T и u^T – векторы токов и напряжений ветвей дерева;
i^N и u^N – векторы токов и напряжений ветвей дополнения;
π – матрица сечений для дополнения;
t – знак транспонирования.

В дерево должны войти все источники напряжения, а в дополнение – все источники тока. Компоненты типа F и R распределяются в произвольном порядке. В таком случае векторы, входящие в (1) примут вид

$$i^T = \begin{bmatrix} i^t_{UD} & i^t_E & i^t_{FT} & i^t_{RT} \end{bmatrix}^t ; \qquad u^T = \begin{bmatrix} U^t_D & E^t & u^t_{FT} & u^t_{RT} \end{bmatrix}^t$$

$$i^N = \begin{bmatrix} i^t_{FN} & i^t_{RN} & J^t & I^t_D \end{bmatrix}^t ; \qquad u^N = \begin{bmatrix} u^t_{FN} & u^t_{RN} & u^t_J & u^t_{ID} \end{bmatrix}^t .$$

Подставляя в (I) компонентные уравнения линейных резисторов $i_{RT} = R_T^{-1} \cdot u_{RT}$, $u_{RN} = R_N \cdot i_{RN}$ и уравнения для зависимых источников

$$\begin{bmatrix} U_D \\ I_D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{UD} & m_F & m_{FT} & m_{RT} & r_{FN} & r_{RN} & r_J & r_{ID} \\ g_{UD} & g_F & g_{FT} & g_{RT} & n_{FN} & n_{RN} & n_J & n_{ID} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u^T \\ i^N \end{bmatrix},$$

после соответствующих преобразований получим систему двух матричных уравнений, связывающих линейные и нелинейные неизвестные схемы

$$\begin{bmatrix} R_T^{-1} & \pi_{RT,RN} & & \pi_{RT,ID} \\ -\pi^t_{RT,RN} & R_N & -\pi^t_{UD,RN} & \\ -m_{RT} & -r_{RN} & 1-m_{UD} & -r_{ID} \\ -g_{RT} & -n_{RN} & -g_{UD} & 1-n_{ID} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{RT} \\ i_{RN} \\ u_D \\ I_D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} & \\ \pi^t_{FT,RN} & \\ m_{FT} & r_{FN} \\ g_{FT} & g_{FN} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{FT} \\ i_{FN} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} & -\pi_{RT,J} \\ \pi^t_{E,RN} & \\ m_E & r_J \\ g_E & n_J \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E \\ J \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} i_{FT} \\ u_{FN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} & -\pi_{FT,RN} & & -\pi_{FT,ID} \\ & & \pi^t_{UD,FN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{RT} \\ i_{RN} \\ u_D \\ I_D \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} & -\pi_{FT,FN} \\ \pi^t_{FT,FN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{FT} \\ i_{FN} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} & -\pi_{FT,J} \\ \pi^t_{E,FN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E \\ J \end{bmatrix} \quad (3)$$

Запишем их в компактном виде

$$\begin{cases} A_1 \cdot X_Л = A_2 \cdot X_Н + A_3 \cdot V \\ Y_Н = B_1 \cdot X_Л + B_2 \cdot X_Н + B_3 \cdot V , \end{cases}$$

где смысл введенных обозначений для векторов и матричных коэффициентов ясен из уравнений (2) и (3). Исключая $X_Л$, получим

$$Y_Н = A \cdot X_Н + B \cdot V, \quad (4)$$

где

$$A = B_2 + B_1 \cdot A_1^{-1} \cdot A_2 , \quad B = B_3 + B_1 \cdot A_1^{-1} \cdot A_3 .$$

Уравнение (4) совместно с вольтамперными характеристиками нелинейных резисторов составляет искомую ММ данного класса цепей.

Гарантировать существование A_1^{-1} можно лишь для цепей, не содержащих зависимых источников, так как в этом случае A_1 представляет собой сумму кососимметрической и диагональной матриц и будет всегда неособенной. Данный способ построения ММ позволяет сформулировать одно из необходимых условий детерминированности нелинейной безреактивной цепи, накладываемое на линейную часть цепи. Оно заключается в том, что расширенная матрица $\bar{A} = \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}$, характеризующая линейную подсхему, должна иметь ранг, равный количеству линейных резисторов и зависимых источников. Это условие можно распространить и на более широкий класс нелинейных цепей, содержащих реактивные компоненты. В этом случае матрица $\bar{A}$ дополняется еще одной субматрицей, связывающей дифференциальные и алгебраические переменные.

В работе [3] аналогичное условие в качестве необходимого и достаточного признака детерминированности сформулировано для линейных цепей с зависимыми источниками.

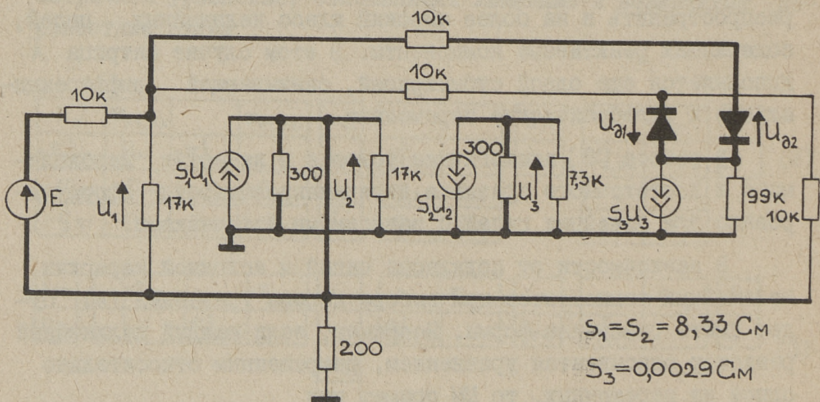
В зависимости от подкласса цепей и исходной иерархии нелинейных компонентов при выборе дерева уравнение (4) будет иметь различные формы. Например, если каждый нелинейный резистор описывается уравнением, разрешенным относительно одной из переменных, то ММ примет вид

$$\begin{bmatrix} F_1(X_1) \\ X_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X_1 \\ F_2(X_2) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V \end{bmatrix},$$

где $F_1(X_1)$ и $F_2(X_2)$ – вектор-функции $F(X) \equiv [f_1(x_1), f_2(x_2), \ldots, f_n(x_n)]$, каждая составляющая которой представляет собой вольтамперную характеристику. X_1 – вектор, включающий напряжения на нелинейных резисторах вида $i = f(u)$, входящих в дерево и токи нелинейных резисторов вида $u = f(i)$, входящих в дополнение. X_2 – вектор, включающий токи нелинейных резисторов вида $u = f(i)$, входящих в дерево и напряжения на нелинейных резисторах вида $i = f(u)$, входящих в дополнение. Двум более частным (дуальным) случаям распределения нелинейных резисторов соответствуют уравнения $F(X) = A \cdot X + B \cdot V$ и $X = A \cdot F(X) + B \cdot V$, первое из которых является более распространенной и исследованной к настоящему времени формой ММ [I,4].

При моделировании конкретных цепей возможен переход от одной формы уравнения к другой за счет изменения приоритета нелинейных резисторов. Например, если в цепи отсутствуют контуры и сечения из компонентов какого-либо одного типа, то можно получить обе нижеприведенные формы.

Пример моделирования. На фиг. I изображена эквивалентная схема амплитудного детектора, построенного на базе трех операционных усилителей. Диоды описываются уравнением $i_д = 2 \cdot 10^{-12} \cdot (e^{40 u_д} - 1)$. Дерево выделено на схеме жирной линией.



Фиг. 1. Эквивалентная схема амплитудного детектора.

Конечный вид искомого уравнения, полученного с помощью соответствующей программы ЭЦВМ имеет вид

$$\begin{vmatrix} 2 \cdot 10^{-8}(e^{40 u_{д1}} - 1) \\ 2 \cdot 10^{-8}(e^{40 u_{д2}} - 1) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -0.9999844 & -0.9999845 \\ -0.5000047 & -0.5000047 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} u_{д1} \\ u_{д2} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0.9999535 \\ -0.4999857 \end{vmatrix} \cdot \boxed{E}$$

Уравнение (4) позволяет эффективно организовать последующий вычислительный процесс при наличии в цепи различных типов нелинейностей, в том числе заданных неявными функциями. Применение ММ в форме (4) наиболее целесообразно для цепей с относительно малым количеством нелинейных резисторов, так как при этом обеспечивается минимальный порядок системы, решаемой в итерационном цикле, который равен этому количеству.

Покажем, что в случае отсутствия в цепи зависимых источников возможно дальнейшее сокращение порядка. Для этого выберем дерево по следующему приоритету: E, I, R, U, J, где I и U – управляемые по напряжению и току нелинейные резисторы. Матрица π примет вид

$$\pi = \begin{array}{cccccc} & I_N & R_N & U_N & J & \\ & \left[\begin{array}{c} \pi_{E,IN} \\ \pi_{IT,IN} \\ \\ \\ \end{array}\right. & \begin{array}{c} \pi_{E,RN} \\ \pi_{IT,RN} \\ \pi_{RT,RN} \\ \\ \end{array} & \begin{array}{c} \pi_{E,UN} \\ \pi_{IT,UN} \\ \pi_{RT,UN} \\ \pi_{UT,UN} \end{array} & \left.\begin{array}{c} \pi_{E,J} \\ \pi_{IT,J} \\ \pi_{RT,J} \\ \pi_{UT,J} \end{array}\right] & \begin{array}{c} E \\ I_T \\ R_T \\ U_T \end{array} \end{array}$$

Запишем три матричных уравнения, связывающих линейные и нелинейные переменные цепи

$$\begin{bmatrix} R_T^{-1} & \pi_{RT,RN} \\ -\pi^t_{RT,RN} & R_N \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{RT} \\ i_{RN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} & -\pi_{RT,UN} \\ \pi^t_{IT,RN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{IT} \\ i_{UN} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} & -\pi_{RT,J} \\ \pi^t_{E,RN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E \\ J \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} i_{IT} \\ u_{UN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} & -\pi_{IT,RN} \\ \pi^t_{RT,UN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{RT} \\ i_{RN} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} & -\pi_{IT,UN} \\ \pi^t_{IT,UN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{IT} \\ i_{UN} \end{bmatrix} +$$

$$+ \begin{bmatrix} & -\pi_{IT,IN} \\ \pi^t_{UT,UN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{UT} \\ i_{IN} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} & -\pi_{IT,J} \\ \pi^t_{E,UN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E \\ J \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} i_{UT} \\ u_{IN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} & -\pi_{UT,UN} \\ \pi^t_{IT,UN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{IT} \\ i_{UN} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} & -\pi_{UT,J} \\ \pi^t_{E,IN} & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E \\ J \end{bmatrix}.$$

Введя обозначения для переменных и коэффициентов, представим их в виде

$$\begin{cases} A_1 \cdot X_\text{Л} = A_2 \cdot X_\text{Н} + A_3 \cdot V \\ F(X_\text{Н}) = B_1 \cdot X_\text{Л} + B_2 \cdot X_\text{Н} + B_3 \cdot F(\bar{X}_\text{Н}) + B_4 \cdot V \\ \bar{X}_\text{Н} = C_1 \cdot X_\text{Н} + C_2 \cdot V . \end{cases}$$

Подставляя $X_\text{Л}$ из первого и $\bar{X}_\text{Н}$ из третьего уравнений во второе, получим

$$F(X_н)=(B_1\cdot A_1^{-1}\cdot A_2+B_2)\cdot X_н+B_3\cdot F(C_1\cdot X_н+C_2\cdot V)+(B_1\cdot A_1^{-1}\cdot A_3+B_4)\cdot V.$$

Количество уравнений этой системы определяется по формуле

$$n = N - K - C,$$

где N – общее число нелинейных резисторов;

K – количество контуров, образованных из нелинейных резисторов, управляемых напряжением, и независимых источников напряжения;

C – количество сечений, образованных из нелинейных резисторов, управляемых током, и независимых источников тока.

В случае, когда в цепи содержатся нелинейности лишь одного типа, уравнения можно привести к такому виду, когда их количество определяется по формуле, полученной в работе [I] $n = N - \max(K, C)$.

При наличии в цепи зависимых источников сокращение возможно лишь в частных случаях, например, когда управляемые по току резисторы не образуют контуры с зависимыми источниками напряжения, а управляемые по напряжению резисторы не образуют звезд с зависимыми источниками тока.

Литература

I. Базилевич В.М., Синицкий А.А. Об уравнениях безреактивной нелинейной цепи. - "Теоретическая электротехника", I97I, № II, с. 78-80.

2. Cermak, I.A., Kirby, D.B. Nonlinear Circuits and Statistical Design. -Bell Syst. Tech. Journ., vol. 50, 1971, No. 4, pp. 1173-1195.

3. Parker, S.R., Barmes, V.T. Existence of Numerical Solutions and the Order of Linear Circuits with Dependent Sources.- IEEE Trans. Circuit Theory, vol. CT-18, 1971, No. 3, pp. 368-374.

4. Sandberg, I.W., Willson, A.N. Some Theorems on Properties of dc Equations of Nonlinear Networks. -Bell Syst. Tech. Journ., vol. 48, 1969, No. 1, pp. 1-34.

E. Laksberg

The Mathematical Model of Nonlinear DC Network

Summary

A method for forming the mathematical model of nonlinear DC network based on elimination of linear portion is considered. One of the necessary conditions for the existence of solutions for the model is formulated with respect to the linear subnetwork. Various forms of the model are presented for several subclasses of the network.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
№ 389 1975

УДК 681.121.8:621.317.7

Ю.П. Мальцев, А.А. Мейстер, М.Э. Тоомет

ФЛУКТУАЦИИ СИГНАЛА И ШУМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА ЖИДКОСТИ

Электромагнитные преобразователи расхода (ЭПР) принято считать безынерционными преобразователями, быстродействие которых зависит лишь от выбранной частоты возбуждения магнитного поля. Однако практически достижимое быстродействие ограничивается флуктуациями сигнала и шумом ЭПР.

Суммарный сигнал на выходе ЭПР при синусоидальном возбуждении частотой ω имеет вид

$$u(t) = a(t)\sin\omega t + b(t)\cos\omega t + n(t), \qquad (1)$$

где $a(t)$ – амплитуда составляющей сигнала, зависящей от измеряемого расхода;
$b(t)$ – амплитуда квадратурной помехи;
$n(t)$ – широкополосный шум.

Флуктуации $a(t)$ связаны с флуктуациями местной скорости в турбулентном потоке. Предположив, что случайное векторное поле скорости $\bar{v}(\bar{r},t)$ задано в любой момент t радиус-вектором $\bar{r}$, определяющим точку в рабочем объеме ЭПР, можно с помощью аппарата весовых функций [1] произвести пространственное усреднение

$$a(t) = \int\limits_V \bar{B}(\bar{r}) \times \bar{W}(\bar{r}) \cdot \bar{v}(\bar{r},t)\, dV. \qquad (2)$$

Здесь векторы $\bar{B}(\bar{r})$ и $\bar{W}(\bar{r})$ есть соответственно магнитная индукция и векторная весовая функция.

В идеальном ЭПР полезная составляющая сигнала должна быть пропорциональна расходу и средней по сечению скорости

$$v_{cp}(t) = \frac{1}{S}\int_S v_z(\bar{r},t)\,dS,$$

где усреднение осевой компоненты скорости v_z можно произвести в любом поперечном сечении ЭПР (для несжимаемой жидкости). Выразим скорость в виде слагаемых

$$\bar{v}(\bar{r},t) = v_{cp}(t)\cdot\bar{e}_z + \bar{v}_\Delta(\bar{r},t),$$

где $\bar{e}_z$ - единичный вектор в направлении оси ЭПР.

Тогда

$$a(t) = a_V(t) + a_\Delta(t),$$

где

$$\left.\begin{aligned} a_V(t) &= v_{cp}(t)\int_V \bar{B}(\bar{r})\times\bar{W}(\bar{r})\cdot\bar{e}_z\cdot dV,\\ a_\Delta(t) &= \int_V \bar{B}(\bar{r})\times\bar{W}(\bar{r})\cdot\bar{v}_\Delta(\bar{r},t)\,dV. \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Составляющая $a_V(t)$ пропорциональна средней по сечению скорости и мгновенному расходу и является по существу полезным сигналом. Вторая составляющая $a_\Delta(t)$, называемая часто турбулентным шумом, зависит от распределения скорости $\bar{v}_\Delta(\bar{r},t)$ и неоднородности векторного произведения $\bar{B}(\bar{r})\times\bar{W}(\bar{r})$. В общем случае $a_\Delta(t)$ может иметь отличное от нуля среднее значение, определяющее систематическую погрешность, обусловленную распределением скорости.

Выражение автокорреляционной функции турбулентного шума

$$R(t,\tau) = M\iint_{V_1 V_2}\left[\bar{B}(\bar{r}_1)\times\bar{W}(\bar{r}_1)\cdot\bar{v}_\Delta(\bar{r}_1,t)\right]\cdot\left[\bar{B}(\bar{r}_2)\times\bar{W}(\bar{r}_2)\cdot\bar{v}_\Delta(\bar{r}_2,t+\tau)\right]dV_1\cdot dV_2 \qquad (4)$$

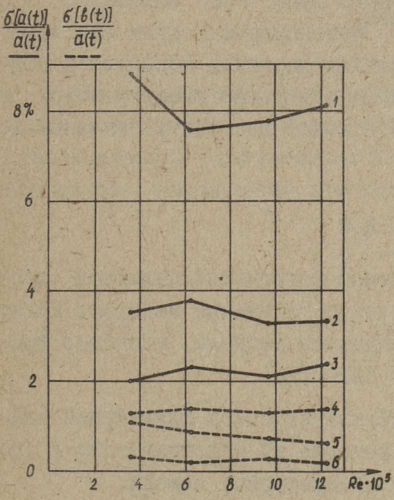
для магнитного поля, имеющего только составляющую B_y, можно записать в виде

$$\begin{aligned} R(t,\tau) = \iint_{V_1 V_2} B_y(\bar{r}_1)\cdot B_y(\bar{r}_2)\big[&W_z(\bar{r}_1)\cdot W_z(\bar{r}_2)\cdot R_{x_1x_2}(t,\tau) + W_x(\bar{r}_1)\cdot W_x(\bar{r}_2)\cdot R_{z_1z_2}(t,\tau) - \\ &- W_z(\bar{r}_1)\cdot W_x(\bar{r}_2)\cdot R_{x_1z_2}(t,\tau) - W_x(\bar{r}_1)\cdot W_z(\bar{r}_2)\cdot R_{z_1x_2}(t,\tau)\big]dV_1\cdot dV_2, \end{aligned} \qquad (5)$$

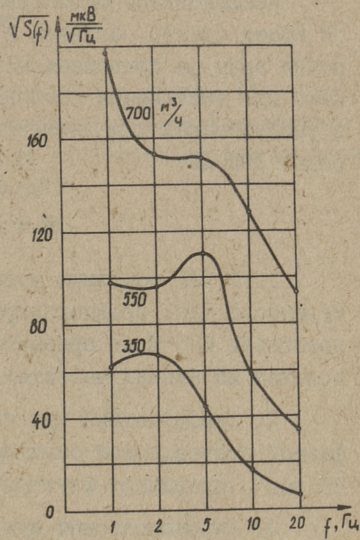
где $R_{i_1j_2}(t,\tau)$ есть корреляция между i -той и j -той компонентой скорости в точках I и 2 и в моменты t и $t+\tau$, соответственно.

Амплитуда квадратурной составляющей $b(t)$ зависит от геометрической симметрии активной зоны ЭПР относительно выводящих проводников. Она может изменяться при изменениях электрических свойств жидкости и при наличии в ней твердых включений.

Широкополосный шум $n(t)$ не зависит от магнитного поля, но заметно зависит от электрических свойств среды, величины электродов, скорости и режима течения. Он обусловлен, по всей вероятности, нестационарностью электродных явлений.



Фиг. 1.
Флуктуации составляющих сигнала преобразователя ПРИД-200.
Расстояние от электродов до фланца входящего колена трубопровода 2,5 D - кривые 1 и 4; 7,5 D - кривые 2 и 5; 12,5 D - кривые 3 и 6, где D - диаметр трубопровода.



Фиг. 2.
Спектр флуктуаций синфазной составляющей сигнала преобразователя ПРИД-200.

Экспериментальное исследование флуктуаций $a(t)$ и $b(t)$ было проведено на промышленных ЭПР с однородным полем и точечными электродами. Испытания проводились на водном расходомерном стенде. После компенсации средних значений измерялись среднеквадратическое значение и спектр мощности флуктуаций в диапазоне частот I-20 Гц. На фиг. I среднеквадратичные значения флуктуаций приведены к среднему значению $a(t)$. Флуктуации $a(t)$ содержат переменную составляющую сигнала $a_v(t)$ и турбулентного шума $a_\Delta(t)$, разделение которых очень трудно. При приближении места установки ЭПР к входящему колену трубопровода (кривые 2 и I) флуктуации заметно возрастают, что объясняется увеличением турбулентного шума при большой неоднородности распределения скорости.

Спектр флуктуаций практически сконцентрирован в области самых низких частот до 5-I0 Гц (фиг. 2).

Исследование широкополосного шума $n(t)$ показало, что он имеет спектр, близкий к f^{-2}. Интенсивность шума при измерении воды не превышает нескольких десятков микровольт. Однако при уменьшении проводимости шум резко увеличивается и в расходомерах для диэлектриков может достигать значений порядка I00 мВ.

Выводы

I. В ЭПР основным источником флуктуаций является турбулентный шум, среднеквадратическое значение которого может достигать 5-8 % от среднего значения сигнала, а спектр расположен на низких частотах до 5÷I0 Гц.

2. Турбулентный шум представляет собой флуктуации синфазной составляющей сигнала, которые по интенсивности в I0-20 раз превышают флуктуации квадратурной помехи.

3. Широкополосный шум в ЭПР воды практического значения не имеет, он становится существенным при снижении электропроводности.

Литература

1. Bevir, M.K. Theory of Induced Voltage Electromagnetic Flow-measurement. - IEEE Transactions on Magnetics, No. 2, June 1970, pp. 315-320.

Y. Maltsev, A. Meister, M.Toomet

Fluctuations of the Output Signal and the Noise of the Electromagnetic Flow Transducer

Summary

The origin and characteristics of the signal fluctuations and the noise of the electromagnetic flow transducers are discussed. Experimental results of investigation of some industrial transducers are presented.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
№ 389 1975

УДК 621.317.79:681.121.8

Ю.П.Мальцев, А.А.Мейстер, М.Э.Тоомет

ПРОБЛЕМЫ РАЗРАБОТКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ РАСХОДОМЕРОВ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Электромагнитные расходомеры (ЭМР) нашли широкое применение для измерений расхода жидкостей с проводимостью от 10 до 10^{-3} 1/Ом·м из-за своей совершенной точности, малого влияния на нее параметров жидкости и режима течения. В лабораторных условиях удается измерять жидкости проводимостью до 10^{-5} 1/Ом·м, что требует некоторого усложнения конструкции прибора. Однако значительные трудности возникают при измерении диэлектрических сред с проводимостью ниже $10^{-7} \div 10^{-8}$ 1/Ом·м.

Теория работы ЭМР для диэлектрических сред дана В.Кашингом [1,2]. Им был предложен способ устранения влияния диэлектрической проницаемости среды путем введения положительной обратной связи, а также описан и запатентован ряд конструкций ЭМР. Из других работ в этой области известны [3,4,5].

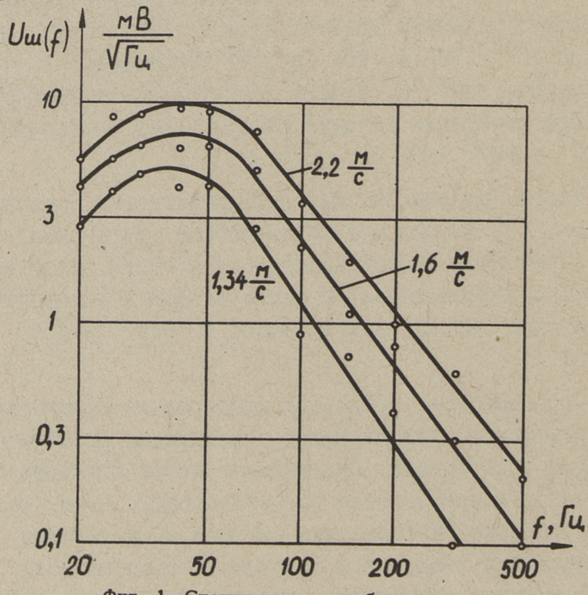
Особенностью описанных приборов по сравнению с ЭМР для проводящих сред является конструкция преобразователя с большими электродами, окружающими поток жидкости в активной зоне преобразователя со всех сторон. Это необходимо для устранения шунтирования сигнала и разделения токов, протекающих в жидкости и стенках преобразователя. Несмотря на увеличенные электроды, внутренний импеданс преобразователя определяется емкостью порядка 0,1-1 пФ, что предъявляет к измерительной схеме весьма высокие требования.

Синусоидальное или прямоугольно-импульсное магнитное поле преобразователя имеет повышенную частоту (вплоть до 10 кГц), что увеличивает емкостные проводимости и облегчает подавление низкочастотных шумов. Однако для уменьшения магнитных и электрических потерь в преобразователе нужны специальные магнитные материалы и минимальная толщина электродов и экранов.

Для всех описанных в литературе решений характерна невысокая точность измерений (5-10 %) и большой дрейф нуля (до 0,6 м/с в час по [2]).

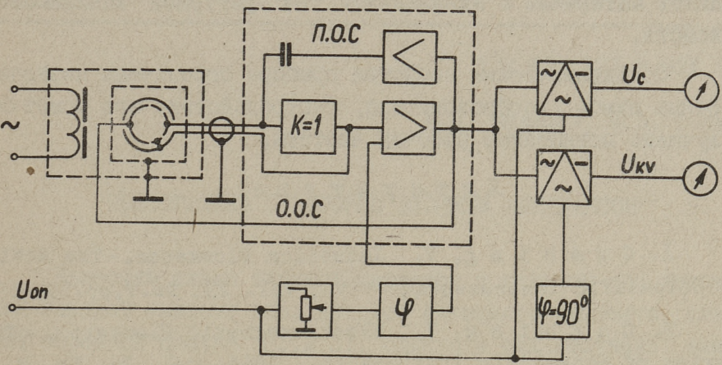
Целью нашей работы было исследование причин нестабильности нуля и специфических для ЭМР диэлектриков шумов преобразователя, которые, по-видимому, определяют достижимую статическую и динамическую точность.

Было изготовлено несколько образцов преобразователей круглого сечения с внутренним диаметром 10 мм. Серебряные электроды толщиной порядка 10 мкм имели длину 20 мм в осевом направлении.



Фиг. 1. Спектр шума преобразователя.

Измерения шумов преобразователей на трансформаторном масле показали, что среднеквадратическое значение шума в первом приближении пропорционально скорости (до $Re \approx 10^4$), а его энергия сосредоточена в области низких частот и практически не зависит от магнитного поля (фиг. 1). На частотах выше 50-100 Гц интенсивность шума резко падает, поэтому рабочая частота преобразователя ЭМР была выбрана равной 650 Гц.



Фиг. 2. Блок-схема лабораторного образца.

Лабораторный образец ЭМР (фиг. 2) содержит согласующий усилитель и двухканальную схему для раздельного измерения синфазной и квадратурной составляющей сигнала. Экраны высокоомного электрода и соединительного кабеля подключены к выходу повторителя. Цепь положительной обратной связи (ПОС) обеспечивает независимость сигнала от диэлектрической проницаемости среды ε. Для подавления шума перед синхронным детектором имеется фильтр ВЧ IУ порядка.

При неподвижном масле преобразователь имел остаточный сигнал величиной порядка 20 мВ, который оказался весьма нестабильным по амплитуде и фазе. Особенно заметна была зависимость остаточного сигнала от температуры в активной зоне преобразователя. Температурной компенсацией и конструктивными методами удалось снизить нестабильность синфазной составляющей остаточного сигнала до уровня ± 17 мкВ. Чувствительность преобразователя по скорости была равна 170 мкВ/м/с. Для подавления флуктуаций показаний постоянная времени детектора увеличена до 15 секунд.

Выводы

1. Суммарное влияние исследованных факторов может быть оценено приведенной погрешностью порядка ± 5 % при пределе измерения 2 м/с.

2. Основным источником дрейфа нуля являются температурные эффекты в активной зоне преобразователя; для их подавления необходимо уменьшить электрические потери и применять материалы с минимальной температурной зависимостью свойств.

3. Динамические свойства прибора ограничены низкочастотным шумом преобразователя, быстродействие его может быть улучшено повышением рабочей частоты.

Литература

I. Cushing, V. Induction Flowmeter.-The Review of Scientific Instruments, 1958, vol. 29, No.8,pp.692-697.

2. Cushing, V. Electromagnetic Flowmeter.- The Review of Scientific Instruments, 1965, vol. 36, No. 8, pp. 1142-1148.

3. Корсунский Л.М. О применимости электромагнитных расходомеров для сред с низкой проводимостью. - "Вопросы магнитной динамики". Рига, I963, вып. 3, с. 309-3I4.

4. Cushing, V. Electromagnetic Flowmeter. Paper No. 2-4-38 Symposium on Flow. Pittsburgh, 1971.

5. Hentschel, R. Über induktive Durchflußmessung mischleitender und isolierender Flüssigkeiten. Dokt.-Ing. Dissertation, Techn. Universität Hannover, 1973,105 S.

Y. Maltsev, A. Meister, M. Toomet

The Problems of Designing the Electromagnetic Flowmeters for Measuring Dielectric Fluids

Summary

The origin of the effects, which cause difficulties in designing the electromagnetic flowmeters for measuring dielectric fluids, is discussed. The results of the experiments are given.

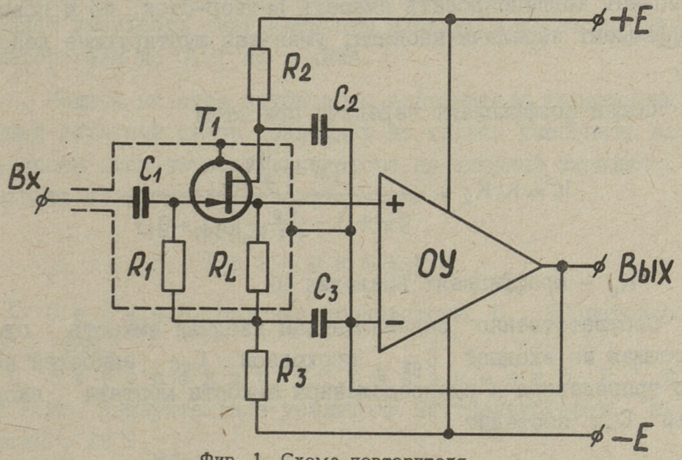
TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
№ 389 1975

УДК 681.121.8.621.375

Ю.П. Мальцев, М.Э. Тоомет

ПОВТОРИТЕЛЬ С ВЫСОКИМ ВХОДНЫМ ИМПЕДАНСОМ

Известны схемы входных каскадов с охватом для уменьшения входной емкости всех выводов активного элемента следящей обратной связью [1,2,3], однако в них получено значение эквивалентной входной емкости около 1 пФ и для дальнейшего уменьшения ее рекомендуется, наряду с эквипотенциальным экранированием входных цепей, вводить регулируемую до грани генерации положительную обратную связь, хотя и отмечается, что это дестабилизирует параметры схемы и может быть применено лишь в особых случаях.



Фиг. 1. Схема повторителя.

В то же время можно получить в простой и устойчивой схеме повторителя на полевом транзисторе с охватом истока и стока следящей обратной связью эквивалентную входную емкость порядка 0,01 пФ и ниже, если повысить эффективность следящей обратной связи, применив в качестве буферного повторителя операционный усилитель (ОУ) в неинвертирующем включении и проведя тщательное эквипотенциальное экранирование входных цепей (фиг. I).

Коэффициент передачи данной схемы определяется передачей входного истокового повторителя K_1 и передачей буферного повторителя K_2. Для упрощения анализа влияние вспомогательных цепей и входного сопротивления ОУ не учитывается. Коэффициент передачи истокового повторителя, как известно, зависит от крутизны полевого транзистора g_m, динамической проводимости его канала g_{ds} и проводимости нагрузки g_L

$$K_1 = \frac{g_m}{g_m + g_{ds} + g_L}.$$

При уменьшении от действия следящей обратной связи проводимости нагрузки и проводимости канала

$$g'_L = g_L(1 - K_2), \quad g'_{ds} = g_{ds}(1 - K_2)$$

коэффициент передачи принимает вид

$$K_1 = \frac{g_m}{g_m + (1 - K_2)(g_{ds} + g_L)},$$

то есть подача следящей обратной связи на сток не только позволяет компенсировать емкость затвор-сток, но и повышает коэффициент передачи каскада, уменьшая шунтирующее действие g_{ds}.

Общий коэффициент передачи при этом

$$K = K_1 K_2 = \frac{g_m \frac{K_0}{1 + K_0}}{g_m + \left(1 - \frac{K_0}{1 + K_0}\right)(g_{ds} + g_L)}, \qquad (I)$$

где K_0 - коэффициент усиления ОУ.

Соответственно эквивалентная входная емкость схемы, состоящая из входной C_{gs}, проходной C_{gd} емкостей полевого транзистора и распределенной емкости монтажа входных цепей $C_м$, составит

$$G_e = C_{gs}(1 - K_1) + (C_{gd} + C_м)\left(1 - \frac{K_1 K_0}{1 + K_0}\right). \qquad (2)$$

Для полевого транзистора типа КП303Д при $C_м$ = 5÷10 пФ, $g_m = 3\,мСм$, $g_{ds} = 0{,}02\,мСм$, $g_L = 0{,}5\,мСм$, $C_{gs} = 6\,пФ$, $C_{gd} = 2\,пФ$ и ОУ типа К1УТ531А с $K_0 = 10^4$, рассчитанные по выражениям

(I) и (2), коэффициент передачи и эквивалентная входная емкость составили

$$K \approx 0{,}9999, \quad C_e \approx 0{,}0015 \text{ пФ}.$$

Практически было получено

$$K = 0{,}9995, \quad C_e \leqslant 0{,}0I \text{ пФ},$$

что можно считать удовлетворительным совпадением. Различие может быть объяснено снижением эффективности следящей обратной связи из-за влияния реактивного сопротивления переходных конденсаторов и соответствующих фазовых сдвигов.

Эквивалентное входное сопротивление схемы составляет сотни ТОм. Схема хорошо работает на частотах от I00 Гц до I0 кГц, при необходимости частотный диапазон может быть значительно расширен.

Описанный конвертор импеданса был использован в усилителе для расходомера диэлектрических жидкостей.

Выводы

I. Повышение эффективности следящих обратных связей позволяет уменьшить эквивалентную входную емкость истокового повторителя до 0,0I пФ и ниже.

2. Подача на сток истокового повторителя напряжения следящей обратной связи позволяет не только уменьшить влияние емкости сток-затвор транзистора на входной импеданс, но и повысить коэффициент передачи схемы.

Литература

I. Севин Л. Полевые транзисторы. М., "Советское Радио", I968.

2. Загорский Я.Т., Левченко Д.Г., Носов В.М. Измерительные усилители на транзисторах. М., "Энергия", I97I.

3. Ложников А., Сонин Е. Каскадные схемы на транзисторах. М., "Энергия", I969.

J. Maltsev, M. Toomet

Folger mit hoher Eingangsimpedanz

Zusammenfassung

Hier wird der verbesserte Folger mit Eingangskapazität 0,01 pF und hohem Eingangswiderstand beschrieben, welcher zum elektromagnetischen Durchflußmesser der dielektrischen Flüssigkeiten vorgesehen ist. Anbei sind die Berechnungen des Übertragungskoeffizienten und der äquivalenten Eingangskapazität sowie die Angaben des Experiments dargelegt.

С о д е р ж а н и е

Таллинский политехнический институт. Труды ТПИ № 389. ТРУДЫ ПО РАДИОТЕХНИКЕ. Сборник статей II. Редактор И. Э й с к о п. Технический редактор Е. З о р и н а. Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 8 мая 1975 г. Подписано к печати 12 дек. 1975 г. Бумага 60x90/16. Печ. л. 4,75 + 0,5 прилож. Уч.-изд. л. 4,0. Тираж 350. МВ-07878. Ротапринт ТПИ, Таллин, ул. Коскла, 2/9. Зак. № 842. Цена 40 коп.

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
№ 389 1975

ТРУДЫ ПО РАДИОТЕХНИКЕ

СБОРНИК СТАТЕЙ II

УДК 621.391.1

Вывод классов алгоритмов оценки амплитуды сигнала без оценки дополнительных параметров. Мартверк П.Э. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 3-8.

Приводится вывод класса алгоритмов для оценки амплитудного коэффициента собственной функции и на базе этого ряд классов алгоритмов оценки амплитуды гармонического сигнала. Полученные оценки обладают свойством ассимптотической инвариантности к дополнительным параметрам сигнала.

Библ. наименований 5.

УДК 621.391.1

Анализ фазо- и частотнонечувствительных алгоритмов оценки амплитуды гармонического сигнала. Хейнрихсен В.Р., Мартверк П.Э., Русман Л.С. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 9-13.

Выведены общие соотношения смещенности и дисперсии оценок амплитуды гармонического сигнала на фоне аддитивного нормального шума по классам алгоритмов с произвольными линейными операторами, не требующие оценки частоты и фазы сигнала.

Проведен сравнительный анализ оценок по вышеотмеченным классам при операторе задержки на фоне равномерного, ограниченного по спектру гауссового шума. Результаты анализа показывают перспективность применения двух рассматриваемых классов алгоритмов.

Фигур 3, библ. наименований 3.

УДК 621.396:519.2.001.57

Цифровое моделирование измерителей частоты структурно-корреляционного типа. Кангур С.Э., Отс А.Э. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 15-18.

Приводится краткое описание программы и результатов моделирования алгоритмов измерения частоты, основанных на использовании структурных свойств гармонического сигнала.

Фигур 3, библ. наименований 3.

УДК 621.391.164.6

Фазоманипулированные сигналы для параллельных каналов. Арро И.О. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 19-22.

Доказывается правило кодирования для кодов, сумма корреляционных функций которых имеет один главный максимум и нулевые остатки при количестве элементов кода $N = 2^m$, $m = 1, 2, \ldots$

Библ. наименований 3.

УДК 621.397.01

Особенности использования телевизионных устройств в измерительных целях. Шульц Э.А. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 23-25.

Рассматриваются факторы, ограничивающие возможности прикладных телевизионных систем в части измерения пространственных характеристик объектов.

Библ. наименований 4.

УДК 621.378.9:621.371

Распределение вероятности флуктуаций интенсивности в оптическом атмосферном связном канале. Таклая А.А., Хинрикус Х.В. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 27-31.

В данной работе предлагают три вида распределения вероятности флуктуации интенсивности в оптическом атмосферном канале связи: лог-нормальное, экспоненциальное и бета распределение. Оценивается доля флуктуации с этими распределениями при различных условиях атмосферы и размерах апертуры передатчика.

Фигур 1, библ. наименований 6.

УДК 621.383.52

Шумы МОМ диода. Астрик Р.В.,Соонурм Т.Э.,Хинрикус Х.В. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 33-36.

Рассчитаны туннельные и термоэмиссионные токи в МОМ структурах. Шумовые характеристики МОМ диода определяются эквивалентным шумовым током и температурными шумами.

Фигур 1, библ. наименований 5.

УДК 621.391.822

Метод измерения шумов излучения ОКГ. Хинрикус Х.В., Астрик Р.В. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 37-39.

Отличие свойств излучения реального лазера от свойств излучения идеального лазера может быть описано параметром F, характеризующим отклонение закона распределения от закона Пуассона. Параметр F может быть определен по сравнительным измерениям дисперсий фототока излучения реального лазера и излучения черного тела.

Фигур 1, библ. наименований 2.

УДК 621.373

Электрооптический рециркуляционный рефрактометр. Захаров Б.В., Григорьев Ю.Ю. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 41-43.

Описана методика определения усредненного по дистанции коэффициента преломления атмосферы с помощью электрооптического рециркулятора.

Фигур 1, библ. наименований 2.

УДК 621.372.57

Преобразование шумовых источников многополюсника. Таммет Х.А. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 45-47.

Приводятся формулы расчета шумовых источников многополюсника при исключении его полюсов или замене зависимых переменных. Исходный многополюсник задан гибридной матрицей, собственными и взаимными энергетическими спектрами источников шумового напряжения и тока.

Библ. наименований 6.

УДК 621.372.061:621.391.822

Расчет на ЭЦВМ приведенных ко входу шумовых параметров электронных схем. Ратассепп Я.А., Таммет Х.А. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 49-52.

Приводятся алгоритм и конкретный подход расчета шумов линейных электронных схем. Основой алгоритма является использование метода присоединенной схемы по теореме Теллегена и представление шумовых генераторов элементов схемы в системе " у "-параметров. Результатами расчета являются спектральные плотности источников шума u_a^2, i_a^2 и малосигнальные параметры схемы.

Библ. наименований 5.

УДК 621.372.061.3

Математическая модель нелинейной безреактивной электрической цепи. Лаксберг Э.А. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389 с. 53-59.

Рассматривается способ формирования математической модели нелинейной безреактивной цепи основанный на исключении линейной части. Сформулировано одно из условий детерминированности цепи, налагаемое на линейную подсхему. Приведены различные формы модели для отдельных подклассов цепей.

Фигур 1, библ. наименований 4.

УДК 681.121.8:621.317.7

Флуктуации сигнала и шум электромагнитного преобразователя расхода жидкости. Мальцев Ю.П., Мейстер А.А., Toомет М.Э. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 61-65.

Рассматриваются источники шума и флуктуации синфазной и квадратурной компоненты сигнала электромагнитного преобразователя расхода жидкости. Приводятся результаты экспериментального исследования некоторых промышленных преобразователей.

Фигур 2, библ. наименований 1.

УДК 621.317.79:681.121.8

Проблемы разработки электромагнитных расходомеров для диэлектрических жидкостей. Мальцев Ю.П., Мейстер А.А., Тоомет М.Э. Труды Таллинского политехнического института, 1975, № 389, с. 67-70.

Обсуждается природа явлений, затрудняющих разработку электромагнитных расходомеров (ЭМР) для диэлектрических жидкостей. Приводятся данные испытаний лабораторного образца ЭМР для диэлектриков.

Фигур 2, библ. наименований 5.

УДК 681.121.8:621.375

Повторитель с высоким входным импедансом.
Мальцев Ю.П., Тоомет М.Э. Труды Таллинского
политехнического института, 1975, № 389,
с. 71-74.

Описан повторитель с входной емкостью 0,01 пФ и высоким входным сопротивлением, предназначенный для электромагнитного измерителя расхода диэлектрических жидкостей. Приведены расчет коэффициента передачи и эквивалентной входной емкости, а также данные эксперимента.

Фигур 1, библ. наименований 3.

Цена 40 коп.