

Все нетривиальные умножения сосредоточены в одной ступени каждого этапа и между этапами, что упрощает реализацию алгоритма на универсальных ЭВМ и обуславливает существенное упрощение схемы спецпроцессора, особенно при поточной обработке информации.

Заметим, однако, что разнообразие квадратных массивов, для которых можно выполнять БПФ-2 по алгоритму с основанием 8 весьма невелико, поэтому алгоритм вряд ли представляет самостоятельный интерес, но его рационально применять в качестве составной части алгоритма со смешанным основанием. Аналогичные результаты можно получить и для случая многомерного БПФ.

1. Васюк Г. И., Круковский-Синевиц К. Б. Экономный алгоритм многомерного быстрого преобразования Фурье. — Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1982, 25, 5, с. 63—66.

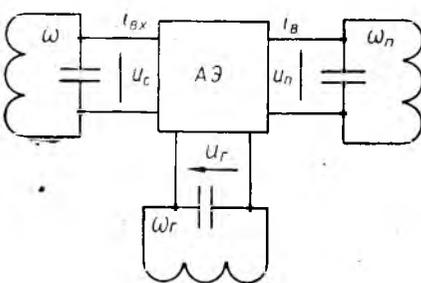
Поступила в редколлегию 02.08.82

УДК 621.396.622

Н. Ф. ВОЛЛЕРНЕР, *д-р техн. наук*

К ВЫВОДУ РАСЧЕТНЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ

Соотношения для расчета преобразователей частоты (ПрЧ) можно получить несколько проще, чем обычно [2]. Для этого представим ПрЧ нелинейным шестиполусником, к двум входам которого подключены контуры и подведены напряжение сигнала $u_c = U_c \sin \omega t$ и гетеродина $u_r = U_r \cos \omega_r t$ (см. рисунок), а на выходе включена селективная цепь, настроенная на промежуточную частоту, ω_n и выделяется напряжение $u_n = U_n \sin \omega_n t$. В ПрЧ выходной ток нелинейного активного элемента (АЭ) зависит от напряжений u_c , u_r и u_n $i_b = \psi(u_c, u_r, u_n)$, при этом выполняется условие $U_c \ll U_r \gg U_n$. Разложим выражение для выходного тока i_b в ряд Тейлора по степеням малых напряжений u_c , u_n и, ограничившись линейным приближением, получим



$U_c \ll U_r \gg U_n$. Разложим выражение для выходного тока i_b в ряд Тейлора по степеням малых напряжений u_c , u_n и, ограничившись линейным приближением,

$$i_b = \psi(u_c, u_r, u_n) = \psi(u_r) + (\partial i_b / \partial u_c) u_c + (\partial i_b / \partial u_n) u_n, \quad (1)$$

где $\psi(u_r)$, $\partial i_b / \partial u_c$ и $\partial i_b / \partial u_n$ — нелинейные функции напряжения u_r . Полагая для упрощения, что ток i_b зависит от суммы взвешенных напряжений u_r , u_c и u_n , $i_b = \psi(u_c, u_r, u_n) = \psi(u_r + pu_c + ku_n) = \psi(u_\Sigma)$, $u_\Sigma = u_r + pu_c + ku_n$, аппроксимируем вольт-амперную характеристику (ВАХ) АЭ усеченным полиномом степени d

$$i_b = \psi(u_\Sigma) = i_0 + su_\Sigma + (s'/2) u_\Sigma^2 + \dots + (s^{(d-1)}/d!) u_\Sigma^d, \quad (2)$$

где $s = \partial i_b / \partial u_\Sigma \dots s^{(d-1)} = \partial^d i_b / \partial u_\Sigma^d$ — крутизна ВАХ и ее производные,

при не очень высоких частотах действительные величины: p и k — постоянные коэффициенты, оценивающие воздействие напряжений u_r , u_c и u_n на ток i_b ; в диодных ПрЧ все напряжения подводят к одним электродам и $p=k=1$, а в транзисторных $k \ll 1$ и обычно $p=1$. Подставив выражение (2) в (1), получим ($u_\Sigma \approx u_r$)

$$i_b = i_0 + su_r + \dots + s^{(d-1)} u_r^d / d! + s(pu_c + ku_n) + s' u_r (pu_c + ku_n) + \dots + [s^{(d-1)} u_r^{d-1} / (d-1)!] (pu_c + ku_n). \quad (3)$$

Составляющая $s' u_r (pu_c + ku_n)$ обуславливает прямое ($\omega \rightarrow \omega_n$) и обратное ($\omega_n \rightarrow \omega$) преобразование частоты.

В узкополосных ПрЧ достаточно учитывать составляющие выходного тока i_b на частотах ω , ω_n и ω_r , поскольку для составляющих при не очень высоких частотах действительные величины: p и k — ших других частот проводимость внешних селективных цепей (см. рисунок) близка к бесконечности, напряжение близко к нулю и они не влияют на работу ПрЧ. Выходной ток $i_{AЭ}$ можно представить суммой

$$i_b = i_c + i_n + i_r + i_t, \quad (4)$$

где $i_c = I_c \sin \omega t$; $i_n = I_n \sin \omega_n t$ и $i_r = I_r \cos \omega_r t$ — составляющие сигнальной, промежуточной и гетеродиной частоты; i_Σ — сумма остальных частотных составляющих выходного тока. При узкополосном ПрЧ приняв степень полинома (2) $d=2$, сопоставив уравнения (4) и (3) и приравняв составляющие выходного тока i_b с одинаковыми частотами, получим три уравнения ($\omega_n = \omega - \omega_r$)

$$psu_c + ks'u_r u_n \rightarrow i_c = I_c \sin \omega t = psU_c \sin \omega t + 0,5ks'U_r U_c \sin \omega t;$$

$$ksu_n + ps'u_r u_c \rightarrow i_n = I_n \sin \omega_n t = ksU_n \sin \omega_n t + 0,5s'U_r U_c \sin \omega_n t;$$

$$su_r \rightarrow I_r \cos \omega_r t = sU_r \cos \omega_r t.$$

Откуда для не очень высоких частот ($s, s' \dots$ — действительные величины) найдем

$$I_c = psU_c + 0,5ks'U_r U_n = y_{11n} U_c + y_{12n} U_n; \quad (5)$$

$$I_n = 0,5ps'U_r U_c + ksU_n = y_{21n} U_c + y_{22n} U_n;$$

$$I_r = sU_r. \quad (6)$$

Подчеркнем, что i_c — это составляющая сигнальной частоты выходного тока ПрЧ i_b , точно равная входному току сигнальной частоты $i_{c,вх}$ в диодных ПрЧ. В транзисторных ПрЧ, полагая для простоты сигнал малым, отношение составляющей сигнальной частоты входного тока $I_{c,вх}$ и выходного I_c будет $I_c / I_{c,вх} \approx h_{21}$ и зависит от схемы включения транзистора; в схеме с общей базой $I_{c,вх} \approx I_c / h_{21\beta} \approx I_c$, а в схеме с общим эмиттером $I_{c,вх} \approx I_c / h_{21\beta} \ll I_c$, h_{21} — коэффициент передачи тока. Тогда для транзисторов взамен первого уравнения (5) получаем

$$I_{c,вх} = I_c / h_{21} = (ps/h_{21}) U_c + (ks'U_r / 2h_{21}) U_r = y_{11пт} U_c + y_{12пт} U_r. \quad (7)$$

Уравнения (5) и (7), описывающие ПрЧ как четырехполосник,

подобны уравнениям транзисторного усилителя [1], в которых y -параметры замены y_n -параметрами диодов и транзисторов в режиме преобразования частоты $y_{11n} = ps$, $y_{11nr} = ps/h_{21}$ — входная и выходная проводимость, а $y_{21n} = 0,5ps'u_r$ и $y_{12n} = 0,5ks'u_r$, $y_{12nr} = 0,5ks'u_r/h_{21}$ — проводимость прямой и обратной передачи — крутизна прямого и обратного преобразования частоты. В диодных ПрЧ ($p = k = 1$) y_n -параметры: $y_{11n} = y_{21n} = s$; $y_{12n} = y_{21n} = 0,5s'u_r = s_n$.

В транзисторных ПрЧ $I_{c,вх} = I_c/h_{21}$ ($k \ll 1$, $p = 1$) при рекомендуемых режимах и не очень высоких частотах параметры: $y_{11n} = s/h_{21} = g_{11nr} = 0,5 \dots 0,8g_{11}$; $y_{12nr} = 0,5ks'u_r/h_{21} \approx g_{12nr} = 0,4 \dots$

$0,8g_{12} \rightarrow 0$; $y_{21n} = 0,5s'u_r \approx g_{21nr} = 0,4 \dots 0,8g_{21} = s_n$; $y_{22nr} = ks = g_{22nr} = 0,5 \dots 0,8g_{22}$, где g_{11} , g_{21} и g_{11nr} , g_{22nr} — активные составляющие входной, выходной проводимости транзистора и транзистора в режиме преобразования частоты, а g_{21} , g_{12} и g_{21nr} , g_{12nr} — то же для проводимости прямой и обратной передачи: s_n — крутизна преобразования.

По формулам теории четырехполюсников можно непосредственно получить известные расчетные соотношения для коэффициента передачи, входной и выходной проводимости ПрЧ [2], пользуясь y_n -параметрами (5), (7).

1. Мамонкин И. Г. Усилительные устройства. М.: Связь, 1977. 359 с. 2. Радиоприемные устройства / Под ред. В. И. Сифорова. М.: Сов. радио, 1974. 560 с.

Поступила в редколлегию 14.09.82

УДК 621.3.0128.

В. С. ВУНТЕСМЕРИ, Г. П. КРАСИЛИЧ, кандидаты техн. наук

ГЕЛИКОНОВЫЕ ВОЛНЫ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ

В работе [2] рассматривалось прохождение электромагнитной волны через нормально намагниченный слой полупроводника, в котором возбуждались геликоновые волны, поляризованные по кругу в противоположных направлениях (\pm).

При одностороннем возбуждении геликоновых волн в трёхслойной структуре (рис. 1), представляющей собой два бесконечных плоскопараллельных слоя полупроводника 2, 4, разделенных слоем диэлектрика 3, плоской электромагнитной волной, распространяющейся вдоль оси $z \pm B_0$ (B_0 — индукция внешнего постоянного магнитного поля), коэффициент передачи T определяется из решения системы уравнений, определяющих поля геликоновых волн в такой структуре. Поля падающих и отраженных волн на границах раздела сред имеют вид

$$z = z_1 = 0 \begin{cases} b_1^n e^{-ik_1 z_1} + b_1^0 e^{ik_1 z_1} = b_2^n e^{-ik_2 z_1} + b_2^0 e^{ik_2 z_1}, \\ b_1^n e^{-ik_1 z_1} - b_1^0 e^{ik_1 z_1} = b_2^n \frac{k_1}{k_2} e^{-ik_2 z_1} - b_2^0 \frac{k_1}{k_2} e^{ik_2 z_1}, \end{cases}$$