

УДК 681.513.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ЭХО-СИГНАЛОВ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПЕРЕДАЧИ

А. Ю. Матюхин, профессор кафедры «Сети связи и передача данных» СПбГУТ им. проф. М. А. Бонч-Бруевича, к.т.н.; Matukhin@list.ru

М. А. Мельтенисов, аспирант кафедры «Сети связи и передача данных» СПбГУТ им. проф. М. А. Бонч-Бруевича; meltenisov@gmail.com

При использовании в волоконно-оптических системах передачи (ВОСП) технологий спектрального разделения и разделения по поляризации возникает целый ряд мешающих факторов, устранить которые традиционными методами, используемыми в настоящее время в ВОСП, не представляется возможным. Решение может быть найдено в применении методов адаптивной обработки сигналов с реализацией алгоритмов на основе оптических компонентов. Рассматривается возможность применения метода эхо-сигналов для формализации описания линейных искажений в ВОСП. Показано, что метод может быть использован в ВОСП для построения корректора и при этом схема корректора может быть реализована в интегральной оптике.

Ключевые слова: метод эхо-сигналов, волоконно-оптические системы передачи, хроматическая дисперсия, адаптивный корректор, фазо-частотные характеристики.

Введение. Распространение оптического сигнала по волокну сопровождается линейными и нелинейными искажениями. Однако при относительно небольших входных мощностях значение имеют лишь линейные искажения [1], возникающие из-за частотной зависимости передаточной характеристики оптического волокна (ОВ). Важной частью линейных искажений является хроматическая дисперсия. Поскольку сигнал не является монохроматическим, его спектральные компоненты распространяются с различной скоростью. И это приводит к изменению ширины и формы импульсов.

Существуют различные способы борьбы с хроматической дисперсией [2–4]. Однако системы оптической компенсации не способны самостоятельно адаптироваться к изменению характеристик тракта передачи. Среди систем электронной компенсации дисперсии существуют адаптивные системы, однако обработка сигналов в электрической области ограничена скоростью работы электронных компонентов, что при высоких скоростях передачи (десятки Гбит/с и выше) приводит к необходимости распараллеливания алгоритма и тем самым к резкому усложнению реализации.

Рассматриваемый в статье метод позволяет построить корректор, лишенный указанных выше недостатков. Такой корректор может быть реализован на основе существующих оптических компонентов, а применение алгоритма адаптации даст возможность подстраивать параметры корректора под изменяющиеся условия передачи.

Описание метода эхо-сигналов. Прежде чем обсуждать метод эхо-сигналов применительно к ВОСП напомним коротко суть данного метода [5].

Как известно, спектральное и временное представления сигнала связаны преобразованиями Фурье. Тогда сигналы на входе и выходе тракта передачи ($f_1(t)$ и $f_2(t)$ соответственно) можно представить в виде:

$$f_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_1(j\omega) e^{-j\omega t} d\omega;$$

$$f_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_2(j\omega) e^{-j\omega t} d\omega,$$

где $S_1(j\omega)$ и $S_2(j\omega)$ — спектральные плотности сигналов на входе и выходе соответственно.

Спектральные плотности связаны соотношением

$$S_2(j\omega) = S_1(j\omega) H(j\omega). \quad (1)$$

Передаточная функция

$$H(j\omega) = |H(j\omega)| e^{-jb(\omega)} = A(\omega) e^{-jb(\omega)}, \quad (2)$$

где $A(\omega)$ — амплитудно-частотная характеристика (АЧХ); $b(\omega)$ — ФЧХ. В данном случае примем $A(\omega) = 1$, что соответствует отсутствию амплитудно-частотных искажений.

Любую ФЧХ можно представить в виде суммы линейной составляющей $b_n(\omega) = \omega\tau$, соответствующей отсутствию фазо-частотных искажений, и нелинейной составляющей $b_n(\omega) = b(\omega) - \omega\tau$, служащей причиной фазовых искажений [5]. Поскольку обе составляющие ФЧХ — нечетные функции частоты, то ее можно разложить в ряд Фурье по синусам:

$$b(\omega) = \omega\tau + b_1 \sin(\Delta\omega) + b_2 \sin(2\Delta\omega) + \dots + b_n \sin(n\Delta\omega) + \dots$$

Рассмотрим влияние только n -й гармоники, т.е. положим

$$b(\omega) = \omega\tau + b_n \sin(n\Delta\omega). \quad (3)$$

Тогда, подставляя (2) и (3) в выражение (1), получим

$$S_2(j\omega) = S_1(j\omega) e^{-j\omega\tau} e^{-jb_n \sin(n\Delta\omega)}. \quad (4)$$

Если $b_n \ll 1$, то $e^{-jb_n \sin(n\Delta\omega)}$ можно разложить в ряд Тейлора, ограничившись первыми двумя членами:

$$e^{-jb_n \sin(n\Delta\omega)} \approx 1 - jb_n \sin(n\Delta\omega). \quad (5)$$

Применяя к (5) формулу Эйлера

$$e^{-jb_n \sin(n\Delta\omega)} \approx 1 - \frac{b_n}{2} e^{jn\Delta\omega} + \frac{b_n}{2} e^{-jn\Delta\omega} \quad (6)$$

и подставляя (6) в (4), получим

$$S_2(j\omega) = S_1(j\omega) e^{-j\omega\tau} \left(1 - \frac{b_n}{2} e^{jn\Delta\omega} + \frac{b_n}{2} e^{-jn\Delta\omega} \right).$$

Таким образом, отклик канала на n -ю гармонику во временной области можно описать как

$$f_2(t) = f_1(t - \tau) - \frac{b_n}{2} f_1(t - \tau + n\Delta t) + \frac{b_n}{2} f_1(t - \tau - n\Delta t). \quad (7)$$

Из (7) видно, что отклик тракта при наличии только одной n -й гармоники в (3) состоит из исходного сигнала и двух эхо-сигналов — опережающего и запаздывающего. Следовательно, отклик на все гармоники будет состоять из суммы исходного сигнала и пар эхо-сигналов на каждую гармонику. Таким образом, задача компенсации искажений сигнала сводится к вычитанию всех эхо-сигналов из этой суммы.

Схема адаптивного корректора, в основе алгоритма работы которого лежит метод эхо-сигналов, показана на рис. 1. Корректор состоит из линии задержки, умножителей и сумматора. Коэффициенты корректора c_k непрерывно подстраиваются в соответствии с алгоритмом адаптации.

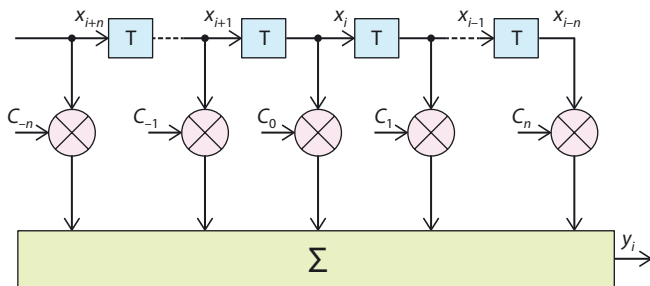


Рис. 1. Схема корректора

Применение метода эхо-сигналов в ВОСП. Схема на рис. 1 достаточно проста для создания ее на основе оптических компонентов. КИХ-фильтр на базе интерферометров Маха-Зендера позволяет полностью реализовать данную схему [6]. Рассмотрим возможность применения самого метода.

Передаточная характеристика одномодового ОВ (при отсутствии нелинейных искажений) выглядит следующим образом [7]:

$$H(j\omega) = e^{-\frac{\alpha(\omega)}{2} - j\beta(\omega)z},$$

где $\alpha(\omega)$ — коэффициент затухания; $\beta(\omega)$ — постоянная распространения; z — расстояние. Следовательно, ФЧХ оптического тракта имеет вид

$$b(\omega) = \beta(\omega)z. \tag{8}$$

Постоянная распространения

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c}, \tag{9}$$

где $n(\omega)$ — показатель преломления ОВ.

Зависимость показателя преломления от частоты описывается уравнением Селлмейера. Для кварцевого стекла зависимость имеет вид [8]:

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \frac{B_1\omega_1^2}{\omega_1^2 - \omega^2} + \frac{B_2\omega_2^2}{\omega_2^2 - \omega^2} + \frac{B_3\omega_3^2}{\omega_3^2 - \omega^2}}, \tag{10}$$

где B_i — величина i -го резонанса; ω_i — i -я резонансная частота вещества.

Таким образом, объединив (8), (9) и (10), получим выражение для ФЧХ (рис. 2):

$$b(\omega) = \sqrt{1 + \frac{B_1\omega_1^2}{\omega_1^2 - \omega^2} + \frac{B_2\omega_2^2}{\omega_2^2 - \omega^2} + \frac{B_3\omega_3^2}{\omega_3^2 - \omega^2}} \cdot \frac{\omega}{c} z. \tag{11}$$

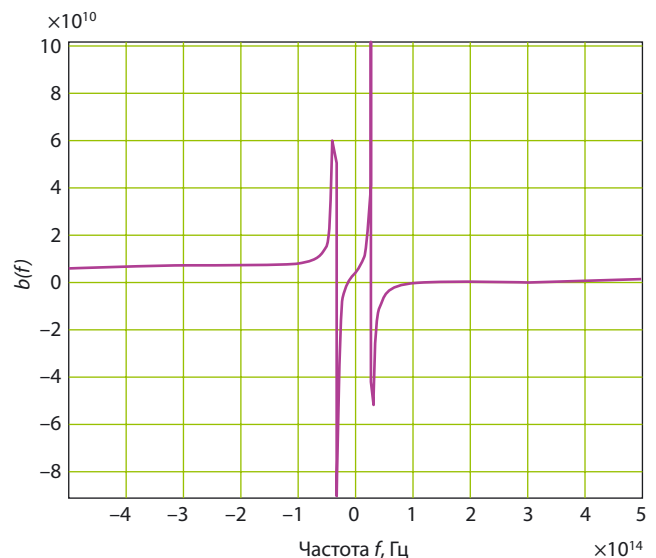


Рис. 2. ФЧХ оптического волокна $b(f)$

Разложим выражение (11) в ряд Фурье на симметричном интервале $[L_1; L_2]$, где $L_1 = -L_2$. Для удобства нахождения коэффициентов ряда извлечем корень из (10):

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \frac{B_1\omega_1^2}{\omega_1^2 - \omega^2} + \frac{B_2\omega_2^2}{\omega_2^2 - \omega^2} + \frac{B_3\omega_3^2}{\omega_3^2 - \omega^2}} = 1 + \frac{B_1\omega_1^2}{2(\omega_1^2 - \omega^2)} + \frac{B_2\omega_2^2}{2(\omega_2^2 - \omega^2)} + \frac{B_3\omega_3^2}{2(\omega_3^2 - \omega^2)} + O, \tag{12}$$

где O — остаток, обуславливающий погрешность.

Таким образом, получаем

$$b(\omega) = \left(1 + \frac{B_1\omega_1^2}{2(\omega_1^2 - \omega^2)} + \frac{B_2\omega_2^2}{2(\omega_2^2 - \omega^2)} + \frac{B_3\omega_3^2}{2(\omega_3^2 - \omega^2)} \right) \frac{\omega}{c} z = \frac{\omega}{c} z + \frac{B_1\omega_1^2 z}{2c} \frac{\omega}{(\omega_1^2 - \omega^2)} + \frac{B_2\omega_2^2 z}{2c} \frac{\omega}{(\omega_2^2 - \omega^2)} + \frac{B_3\omega_3^2 z}{2c} \frac{\omega}{(\omega_3^2 - \omega^2)},$$

где $\frac{\omega}{c} z$ — линейная составляющая, поэтому в выражении

для $b(\omega)$ ее можно не учитывать, т.е.

$$b_u(\omega) = \frac{B_1\omega_1^2 z}{2c} \frac{\omega}{(\omega_1^2 - \omega^2)} + \frac{B_2\omega_2^2 z}{2c} \frac{\omega}{(\omega_2^2 - \omega^2)} + \frac{B_3\omega_3^2 z}{2c} \frac{\omega}{(\omega_3^2 - \omega^2)}.$$

Перейдем от $b_u(\omega)$ к $b_u(f)$:

$$b_u(f) = \frac{2\pi B_1 f_1^2 z}{2c} \frac{f}{f_1^2 - f^2} + \frac{2\pi B_2 f_2^2 z}{2c} \frac{f}{f_2^2 - f^2} + \frac{2\pi B_3 f_3^2 z}{2c} \frac{f}{f_3^2 - f^2}.$$

Найдем коэффициенты ряда Фурье:

$$b_n = \frac{2}{L} \int_{L_1}^{L_2} \beta(f) \sin\left(\frac{2n\pi f}{L}\right) df =$$

$$= \frac{2}{L} \int_{L_1}^{L_2} \left(\frac{2\pi B_1 f_1^2 z}{2c} \frac{f}{f_1^2 - f^2} + \frac{2\pi B_2 f_2^2 z}{2c} \frac{f}{f_2^2 - f^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{2\pi B_3 f_3^2 z}{2c} \frac{f}{f_3^2 - f^2} \right) \sin\left(\frac{2n\pi f}{L}\right) df,$$

где $L = \frac{L_2 - L_1}{2}$.

В итоге получаем:

$$b_n = -\frac{2\pi B_1 f_1^2 z}{Lc} \cos\left(\frac{2n\pi f_1}{L}\right) \left[\text{Si}\left(\frac{2n\pi(L_2 - f_1)}{L}\right) + \text{Si}\left(\frac{2n\pi(L_2 + f_1)}{L}\right) \right] -$$

$$-\frac{2\pi B_1 f_1^2 z}{Lc} \sin\left(\frac{2n\pi f_1}{L}\right) \left[\text{Ci}\left(\frac{2n\pi(L_2 - f_1)}{L}\right) - \text{Ci}\left(\frac{2n\pi(L_2 + f_1)}{L}\right) \right] -$$

$$-\frac{2\pi B_2 f_2^2 z}{Lc} \cos\left(\frac{2n\pi f_2}{L}\right) \left[\text{Si}\left(\frac{2n\pi(L_2 - f_2)}{L}\right) + \text{Si}\left(\frac{2n\pi(L_2 + f_2)}{L}\right) \right] -$$

$$-\frac{2\pi B_2 f_2^2 z}{Lc} \sin\left(\frac{2n\pi f_2}{L}\right) \left[\text{Ci}\left(\frac{2n\pi(L_2 - f_2)}{L}\right) - \text{Ci}\left(\frac{2n\pi(L_2 + f_2)}{L}\right) \right] -$$

$$-\frac{2\pi B_3 f_3^2 z}{Lc} \cos\left(\frac{2n\pi f_3}{L}\right) \left[\text{Si}\left(\frac{2n\pi(L_2 - f_3)}{L}\right) + \text{Si}\left(\frac{2n\pi(L_2 + f_3)}{L}\right) \right] -$$

$$-\frac{2\pi B_3 f_3^2 z}{Lc} \sin\left(\frac{2n\pi f_3}{L}\right) \left[\text{Ci}\left(\frac{2n\pi(L_2 - f_3)}{L}\right) - \text{Ci}\left(\frac{2n\pi(L_2 + f_3)}{L}\right) \right], \quad (13)$$

$$b'_n(f) = \sum_{n=1}^N b_n \sin\left(\frac{2\pi n f}{L}\right),$$

где $\text{Si}(x)$ — интегральный синус; $\text{Ci}(x)$ — интегральный косинус; N — количество членов ряда Фурье.

Результаты моделирования (13), представленные на рис. 3, показали, что значения коэффициентов ряда Фурье много больше 1. Поэтому невозможно ограничиться первыми двумя членами ряда Тейлора (5). Кроме того, по этой же причине требуется большое количество членов ряда Фурье (чтобы функция $b'_n(f)$ могла повторить малые по абсолютной величине изменения функции $b_n(f)$), что также неприемлемо, поскольку значительно увеличивается длина линии задержки. Помимо этого, малое значение относительной погрешности аналитического извлечения корня (11) приводит к большим по абсолютной величине погрешностям $b(\omega)$.

Для выполнения условий применимости метода эхо-сигналов в данном случае достаточно устранить в $b(\omega)$ целую часть, кратную 2π . Это не приведет к изменению значений передаточной характеристики $H(j\omega) = e^{-jb(\omega)}$. При рассмотрении поведения $b(\omega)$ следует ограничиться лишь рабочей полосой частот. Необходимо отметить, что переход к полосовому корректору приводит к усложнению схемы (рис.1): потребуется дополнительный преобразователь Гильберта, увеличится количество перемножителей и сумматоров. Тем не менее, данный переход стоит считать оправданным, поскольку количество учитываемых членов ряда можно существенно сократить.

ФЧХ в рабочей полосе частот. Рассмотрим рабочую полосу частот от 193,0 до 193,1 ТГц. Целая часть ФЧХ, кратная 2π , представляет собой ступенчатую функцию (рис. 4).

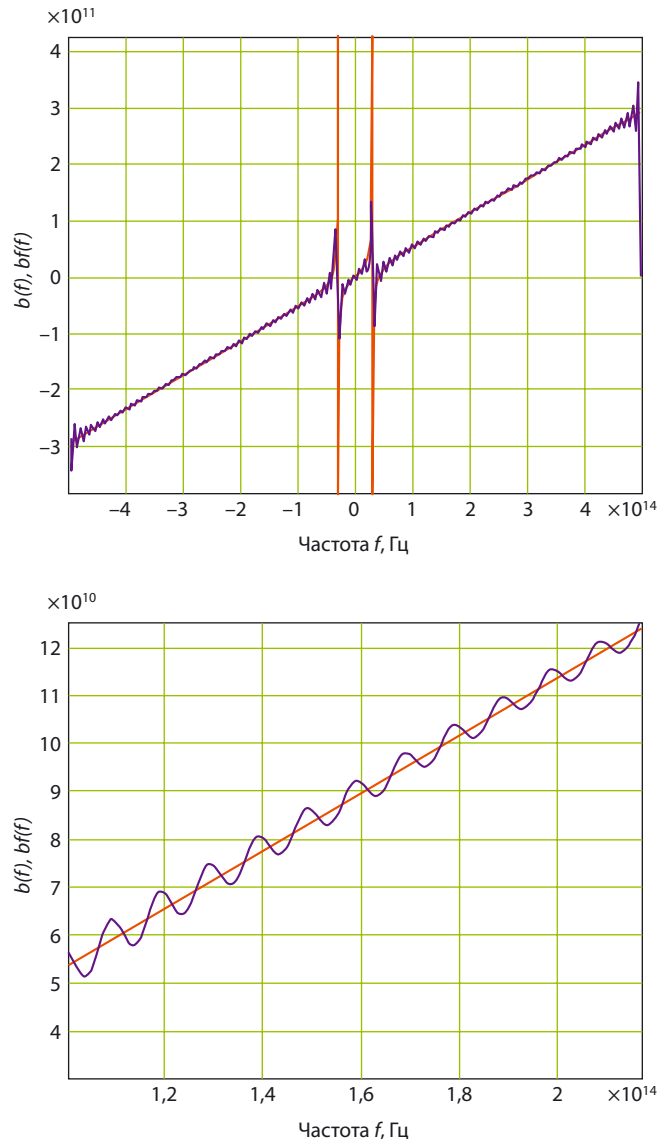


Рис. 3. Нелинейная часть ФЧХ оптического волокна: а – общий вид, б — в увеличенном масштабе); оригинальная $b_n(f)$ (красный) и ее разложение в ряд Фурье $b'_n(f)$ (фиолетовый)

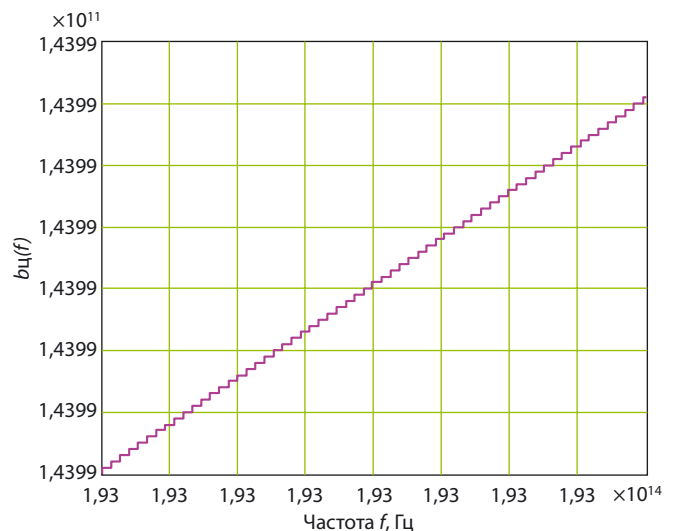


Рис. 4. Целая часть ФЧХ, кратная 2π

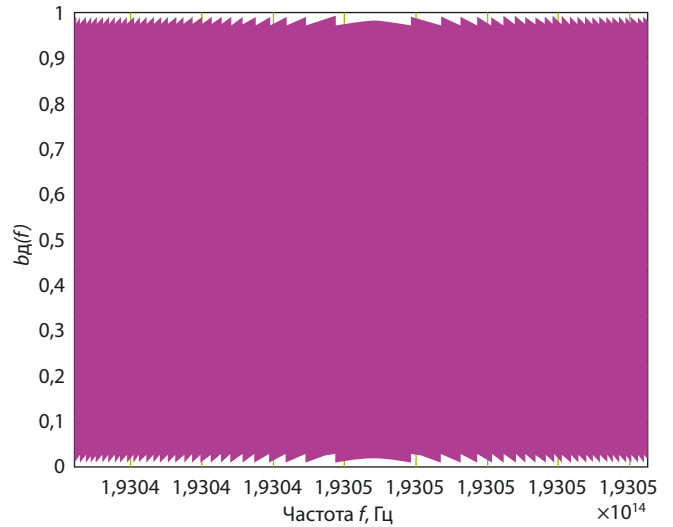
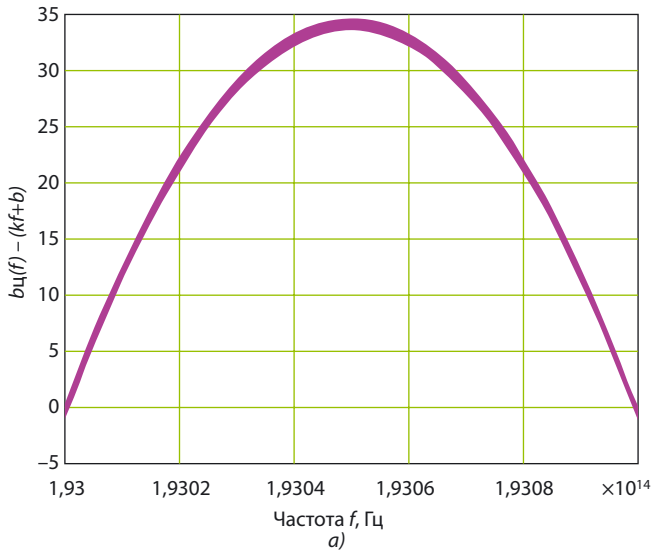


Рис. 6. Дробная часть ФЧХ

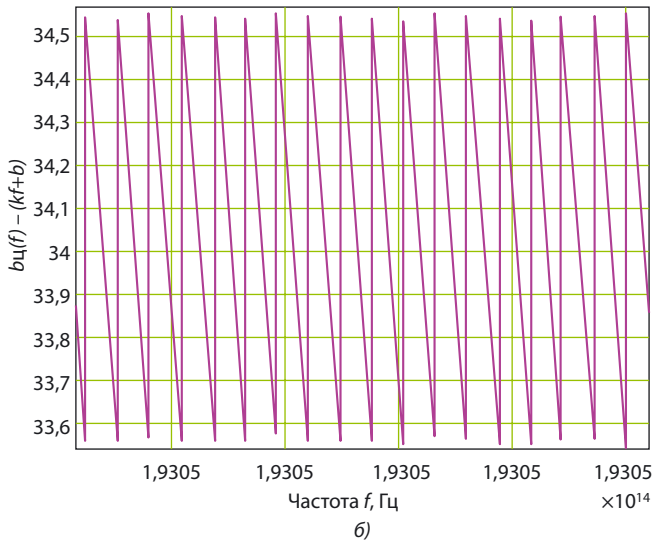


Рис. 5. Разность целой части ФЧХ и линейной функции: а — общий вид; б — в увеличенном масштабе

Выделение из ступенчатой функции линейной составляющей показывает, что нелинейная составляющая целой части $b(\omega)$ представляет собой пилообразную функцию, модулированную по амплитуде квадратичной функцией (рис. 5). Составляющие можно выделить в выражении для $b_n(\omega)$. Дробная часть ФЧХ будет иметь вид, приведенный на рис. 6. Эта составляющая также представляет собой модулированную пилообразную функцию, разложение которой в ряд Фурье позволяет использовать метод эхо-сигналов для решения задачи коррекции линейных искажений.

Заключение. Рассмотренный метод эхо-сигналов позволяет формализовать описание линейных искажений сигналов, обусловленных нелинейностью ФЧХ. Метод может быть использован в ВОСП для построения корректоров, обеспечивающих компенсацию искажений, вызванных хроматической дисперсией. При этом схему корректора можно реализовать в интегральной оптике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Agrawal G. P. Nonlinear Fiber Optics.— London: Elsevier, 2013.
2. Величко М. А. Электронные методы компенсации дисперсии в оптических линиях связи // LIGHTWAVE Russian Edition.— Январь 2007.
3. Singer A. C., Shanbhag N. R., Bae H.— M. Electronic Dispersion Compensation // IEEE Signal Processing Magazine.— November 2008.
4. Riant I., Gurib S., Gourhant J. et al. Chirped Fiber Bragg Gratings for WDM Chromatic Dispersion Compensation in Multispan 10-Gb/s Transmission // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics.— 1999.— № 5.
5. Баева Н. Н., Бобровская И. К., Брескин В. А., Якуб Ю. А. Основы многоканальной связи. Учебник для вузов.— М.: Связь, 1975.
6. Bohn M., Rosenkranz W. Adaptive Distortion Compensation With Integrated Optical Finite Impulse Response Filters in High Bitrate Optical Communication Systems // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics.— 2004.— № 2.
7. Modi K. N. Modeling, Detection and Signal Design for Multichannel Fiber Optic Communications.— University of Virginia, 2009.
8. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов.— М.: Мир, 1984.

Получено 14.01.15