УДК 621. 391.81

АППРОКСИМАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ЛАЗЕРА В ФОРМЕ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО СЕКАНСА

Н.А. ОДЕГОВ
Одесская национальная академия связи им. А.С. Попова

Abstract – At present time have been developed methods to improve the signal bandwidth of fiber-optical transmission systems (FOTS). A special case of such methods is considered in earlier works of the author. The essence of the proposed methods is to transfer more than one bit of information in one clock interval. The fundamental complexity of the implementation of such methods is the need to form a low-frequency component (envelope) of an optical signal of a given shape. A solution to this problem is proposed using a single laser pulse. In this case, the laser pulse is fed to the inputs of optical amplifiers, and from their outputs - to the inputs of delay lines with a precision step. As a result of the summation of the signals from the outputs of the delay lines, an approximant of a given optical signal is formed. This article assumes that the laser pulse has the form of a hyperbolic secant. A proof of the convergence of the corresponding approximants to functions of a given type is given. A numerical analysis confirming the solutions has been also performed. It is shown that the rate of convergence is of the order of 1/N, where N is the number of approximating pulses (the number of delay lines). It is shown that the proposed solutions are consistent with the characteristics of modern FOTS and can be implemented at the existing technological level of manufacturing optical components.

Анотація – Як розвиток теорії сигнального ущільнення волоконно-оптичних систем зв'язку розглянуто варіант формування заданої низькочастотної складової сигналу лазерним імпульсом у формі гіперболічного секанса. Збіжність відповідних рядів доведена аналітично і обґрунтована чисельно. Показано, що запропоновані рішення відтворювані при сучасному рівні розвитку техніки.

Аннотация – В качестве развития теории сигнального уплотнения волоконно-оптических систем связи рассмотрен вариант формирования заданной низкочастотной составляющей сигнала лазерным импульсом в форме гиперболического секанса. Сходимость соответствующих рядов доказана аналитически и обоснована численно. Показано, что предлагаемые решения воспроизводимы при современном уровне развития техники.

Введение

Для случая опорных сетей операторов с длиной регенерационных участков волоконно-оптических систем передачи порядка 100÷300 км предложен метод сигнального уплотнения узкополосных каналов [1]. Суть метода сводится к переходу от бинарного кодирования (есть импульс в тактовом интервале – «единица», нет импульса – «ноль») к использованию алфавитов сигналов вида:

$$S_k(t) = U(t, \alpha_{1,k}, \alpha_{2,k}, ..., \alpha_{N,k}) \cos(\Delta\Omega_k t) \exp(j\omega_0 t), \quad k = 1...K, \tag{1}$$

где $U(\cdot)$ – низкочастотная составляющая (огибающая) сигнала (НЧС); $\alpha_{1,k}, \alpha_{2,k}, ..., \alpha_{N,k}$ – вектор параметров k-го сигнала алфавита; $\Delta\Omega_k$ – небольшая отстройка (порядка $2\pi \cdot 50 - 2\pi \cdot 100$ ГГц) от несущей (центральной) частоты излучения лазера ω_0 (порядка $2\pi \cdot 160 - 2\pi \cdot 375$ ТГц); K – общее количество сигналов алфавита.

Параметры $\alpha_{1,k}, \alpha_{2,k}, ..., \alpha_{N,k}$ и значения частоты $\Delta\Omega_k$ подбираются таким образом, чтобы на стороне приема все сигналы алфавита (1) имели приблизительно равное дисперсионное расширение.

Принципиальную сложность представляет задача формирования НЧС заданной формы в условиях, когда требуемая длительность оптического сигнала $S_k(t)$ составляет 1÷100 пс. В этих условиях электронные и даже оптоэлектронные устройства оказываются излишне инерционными. Известны решения задачи формирования НЧС определенной структуры с использованием исключительно оптических компонентов. Так, с помощью систем линий задержки решалась задача компрессии оптических импульсов [2]. В статье [3] обоснована возможность аппроксимации импульса Найквиста-Котельникова единственным коротким импульсом лазера. В статье [4] рассмотрены различные способы генерирования импульсов Найквиста с использованием оптоэлектронных и оптических компонентов, а также дана обширная библиография. В работе [5] рассматривается группа методов управления формой НЧС оптического сигнала с использованием импульсов лазера длительностью порядка 200 фс и оптического волокна с нелинейной передаточной характеристикой. Определенным ограничением предлагаемых в работах [2-5] методов является их ограниченная универсальность: они дают хорошие результаты для определенных форм НЧС. Принципиальная возможность аппроксимации *произвольной* НЧС короткими импульсами лазера гауссовой формы дана в работах [6, 7], а в статье [8] дана более общая теория.

Целью настоящей статьи является обоснование возможности аппроксимации оптических сигналов с заданным видом низкочастотной огибающей, взвешенной последовательностью импульсов лазера в форме гиперболического секанса.

I. Допущение о форме импульса лазера

В фемтосекундной оптике рассматриваются две основные модели огибающей импульса лазера в режиме синхронизации мод [9]: в форме гауссового импульса и в форме гиперболического секанса. Термин «форма», как представляется, в данном контексте следует использовать с некоторыми уточнениями. На самом деле, речь идет о распределении энергии электромагнитного поля во временной или в частотной области. Да и само слово «форма» интуитивно связано с возможностью визуализации объекта. Применительно к фемтосекундным импульсам задача визуализации является нетривиальной.

Один из вариантов решения такой задачи дает метод двухфотонной фотолюминисценции [10] (мгновенная фотография дана на рис. 1).

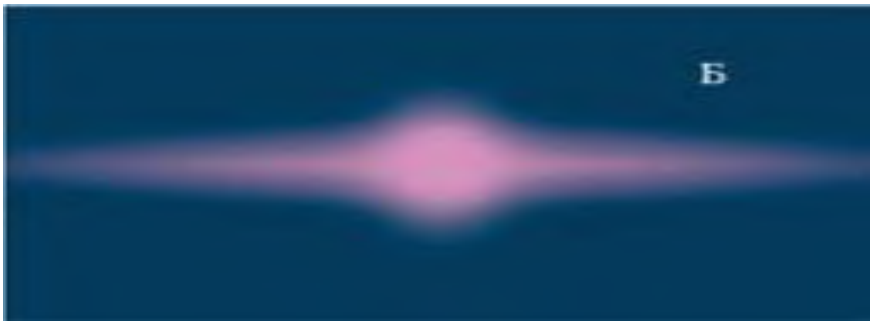

Рис. 1. Форма короткого импульса лазера

Далее термин «форма» будем использовать с пониманием того, что он несколько условен и неточен. Сравнение фотографии (рис. 1), и графиков радиоимпульсов (рис. 2) показывают, что с равным успехом форма огибающей импульса лазера может аппроксимироваться как гауссовым импульсом, так и импульсом в виде гиперболического секанса.

а) б)

Рис. 2. Радиоимпульсы с различной формой огибающей:
а) огибающая в форме гауссова («колокольного») импульса,
б) огибающая в форме гиперболического секанса

В рамках настоящей статьи примем в качестве ***аксиомы***, что импульс лазера с достаточной точностью моделируется функцией:

$$E(t) = A\,\mathrm{sech}(\alpha t)\exp(j\omega_0 t) = \frac{2A}{e^{\alpha t} + e^{-\alpha t}}\exp(j\omega_0 t)\,, \qquad (2)$$

где A – амплитудный параметр, α – параметр масштаба, характеризующий длительность импульса; ω_0 – центральная (несущая) частота излучения лазера.

II. Принцип формирования оптических сигналов короткими импульсами лазера

Упрощенная схема оптического устройства [6], реализующего метод формирования сигнала коротким импульсом лазера, дана на рис. 3. Положительная особенность данной схемы заключается в том, что коэффициенты усиления относительно инерционных компонентов (оптических усилителей) перестраиваются один раз в течение тактового интервала. Остальные преобразования выполняются исключительно оптическими компонентами, то есть практически мгновенно.

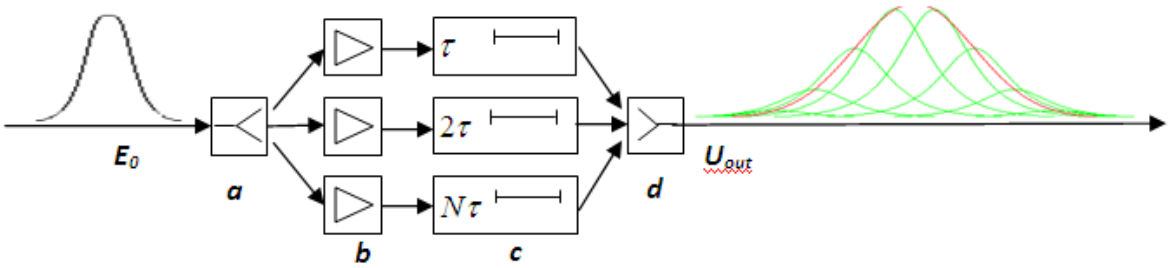

Рис. 3. Принципиальная схема устройства воспроизведения оптического сигнала с НЧС заданной формы: $\boldsymbol{E}_0$ – импульс лазера, ***a*** – оптический демультиплексор (сплиттер), ***b*** – оптические усилители, *c* – прецизионные линии задержки; ***d*** – оптический мультиплексор (сумматор), $\boldsymbol{U}_{\text{out}}$ – оптический сигнал на выходе устройства

Операция частотной демодуляции в формулах (1) и (2) означает перенос частоты в точку $\omega_0 = 0$, то есть избавление от фазового множителя $\mathbf{exp}(j\omega_0 t)$. После этой операции преобразование устройством по рис. 3 можно представить в виде приближения:

$$U_n(t) = A\sum_{n=1}^{N} E_0(t - n\tau)U(n\tau) \approx U(t), \qquad (3)$$

где A – коэффициент, определяемый из условий максимальной точности аппроксимации заданной формы НЧС сигнала $U(t)$; $E_0(t - n\tau)$ – НЧС лазерного импульса, смещенные во временной области на величину $n\tau$ линиями задержки; $U(n\tau)$ – отсчеты (значения) аппроксимируемого сигнала в точках $n\tau$.

Важно сделать математические уточнения: $E_0(t - n\tau)$ – функции, а $U(n\tau)$ – значения (вещественные или комплексные числа – отсчеты сигнала). В рассматриваемом случае функции $E_0(t)$ даются выражением (2) с учетом демодуляции: $E_0(t) = A\,\mathbf{sech}(\alpha t)$.

III. Аппроксимация произвольных функций рядом гиперболических секансов

Таким образом, исходная задача сводится к математической задаче исследования сходимости рядов (3). Для дальнейшего анализа понадобится ряд вспомогательных положений.

Положение 1. Если ряд функций $f_1(t), f_2(t), ..., f_n(t)$ сходится при $n \to \infty$ к некоторой функции $f(t)$ в метрике L_2, то и ряд Фурье-образов этих функций $F(f_1), F(f_2), ..., F(f_n)$ сходится к Фурье-образу функции $f(t)$ в той же метрике и в эквивалентных метриках. Справедливо и обратное утверждение. Данное положение элементарно доказывается с помощью тождества Парсеваля.

Положение 2. Определим функцию

$$\mathrm{rect}[t,a,b]=\begin{cases}1, a\le t\le b;\\ 0, t<a\vee t>b.\end{cases} \tag{4}$$

Для наглядности аргумент t функции (4) далее будет опущен. Пусть на отрезке $[0,T]$ определена непрерывная функция $f(t)$. Тогда справедливо утверждение, что имеет место сходимость:

$$\sum_{n=1}^{N} f(n\Delta t)\,\mathbf{rect}[(n-1)\Delta t, n\Delta t] \xrightarrow[N\to\infty]{} f(t), \quad \Delta t=\frac{T}{N}.$$

Доказательство данного положения следует из определения интеграла Римана.

Положение 3. Следствием Положения 2 является следующее утверждение. Пусть дана функция $\varphi(t,\alpha(M))$, где $\alpha(M)$ – параметр масштаба. Если имеет место сходимость

$$A\sum_{m=-M}^{M}\varphi(t-m\tau,\alpha(M)) \xrightarrow[M\to\infty]{} \mathbf{rect}\left[-\frac{\Delta t}{2},\frac{\Delta t}{2}\right], \quad \tau=\frac{\Delta t}{2M}, \tag{5}$$

то также имеет место сходимость:

$$A\sum_{n=1}^{N}\varphi(t-n\Delta t,\alpha(N))f(n\Delta t) \xrightarrow[N\to\infty,\ \Delta t\to 0]{} f(t).$$

Покажем, что функции в виде гиперболического секанса обладают свойством (5).

Теорема об аппроксимации единицы. Ряд функций

$$f_M(t)=A\sum_{m=-M}^{M}\mathbf{sech}(\alpha t-m\tau), \quad A=\frac{\beta}{\pi}, \quad \tau=\frac{1}{M}, \quad \alpha=\frac{\beta}{\tau}=\beta M, \tag{6}$$

где параметр β имеет порядок единицы, сходится к функции $f(t)=\mathbf{rect}[-1,1]$.

Для доказательства выполним преобразования Фурье функции $\mathbf{rect}[-1,1]$ и функции (6). Преобразование Фурье прямоугольного импульса дает:

$$F(f)=\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{rect}[-1,1]\,\mathbf{exp}(-j\omega t)dt=2\int_{0}^{1}\mathbf{cos}(\omega t)\,dt=2\frac{\mathbf{sin}(\omega)}{\omega}. \tag{7}$$

Преобразование Фурье функции (6) выполним с использованием табличного интеграла [11, с. 468]:

$$\int_{0}^{\infty}\frac{\mathbf{cos}(bx)}{\mathbf{ch}(cx)}dx=\int_{0}^{\infty}\mathbf{sech}(cx)\,\mathbf{cos}(bx)dx=\frac{\pi}{2c}\,\mathbf{sech}\left(\frac{b\pi}{2c}\right) \tag{8}$$

и теоремы запаздывания. Тогда с учетом четности функции $\mathbf{sech}(\alpha t)$ Фурье-образ функции (6) будет получен в виде:

$$F(f_M)=\int_{-\infty}^{\infty}f_M(t)\ \mathbf{exp}(-j\omega t)\,dt=2A\left(\int_{0}^{\infty}\mathbf{sech}(\alpha t)\,\mathbf{cos}(\omega t)dt\right)\left(\sum_{m=-M}^{M}\mathbf{exp}(jm\tau\omega)\right). \tag{9}$$

Под знаком суммы в выражении (9) находятся члены геометрической прогрессии. Тогда с учетом интеграла (8) получим промежуточное выражение:

$$F(f_M) = \frac{A\pi}{\alpha}\,\mathbf{sech}\left(\frac{\pi\omega}{2\alpha}\right)\mathbf{exp}(jM\omega\tau)\,\frac{1-\mathbf{exp}[-j\omega\tau(2M+1)]}{1-\mathbf{exp}(-j\omega\tau)},$$

что с учетом тождества $1-\mathbf{exp}(-\varphi) = [\mathbf{exp}(\varphi/2)-\mathbf{exp}(-\varphi/2)]/\mathbf{exp}(\varphi/2$ дает:

$$F(f_M) = \frac{A\pi}{\alpha}\,\mathbf{sech}\left(\frac{\pi\omega}{2\alpha}\right)\frac{\mathbf{sin}(M\omega\tau+\omega\tau/2)}{\mathbf{sin}(\omega\tau/2)}. \qquad (10)$$

При фиксированном (конечном) значении частоты ω с учетом определений параметров функции (6) выполним ряд предельных переходов для компонентов в правой части выражения (10). Учтем также два известных предела: $\mathbf{exp}(x)\to 1$ и $\mathbf{sin}(x)\to x$ при $x\to 0$. Тогда при $M\to\infty$:

$$\mathbf{sech}\left(\frac{\pi\omega}{2\alpha}\right)\to 1;\quad \mathbf{sin}(M\omega\tau+\omega\tau/2)\to\mathbf{sin}(\omega);\quad \mathbf{sin}(\omega\tau/2)\to\frac{\omega}{2M},$$

откуда после тождественных преобразований выражения (10) получим окончательно, что в пределе, при $M\to\infty$: $F(f_M)\to 2\,\frac{\mathbf{sin}(\omega)}{\omega} = F(f)$. То есть, ряд Фурье-образов (6) сходится к Фурье-образу функции $f(t) = \mathbf{rect}[-1,1]$. При этом имеет место поточечная сходимость, из которой следует сходимость в метрике L_2. На основании Положения 1 из этого следует и сходимость $f_M(t)\to f(t) = \mathbf{rect}[-1,1]$. Теорема доказана.

На основании Положений 2 и 3 доказанная теорема позволяет утверждать, что с помощью взвешенных сумм сдвинутых гиперболических секансов можно с определенной точностью аппроксимировать произвольные непрерывные функции. В этом смысле импульсы вида $A\,\mathbf{sech}(\alpha t)$ можно понимать как функции отсчетов, а ряд (6) – как аппроксиманту.

В качестве иллюстрации приведем результаты аппроксимации прямоугольного импульса разным количеством импульсов в виде гиперболического секанса (рис. 4). Как видим, уже при относительно небольшом количестве функций отсчетов (50 импульсов), аппроксимация получается весьма точной. Заметим, что при количестве импульсов порядка 100 графики исходной функции и аппроксиманты оказываются практически неразличимыми визуально.

Приведенное выше доказательство позволяет дать оценку скорости сходимости ряда (6). Применим оценку расстояния между Фурье-образами функций $f(t)$ и $f_M(t)$ в виде:

$$\rho[F(f),F(f_M)] = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty}\left(F(f)-F(f_M)\right)^2 d\omega}. \qquad (11)$$

Заметим, что в силу тождества Парсеваля метрика (11), определенная в частотной области, будет точно такой же и во временной области.

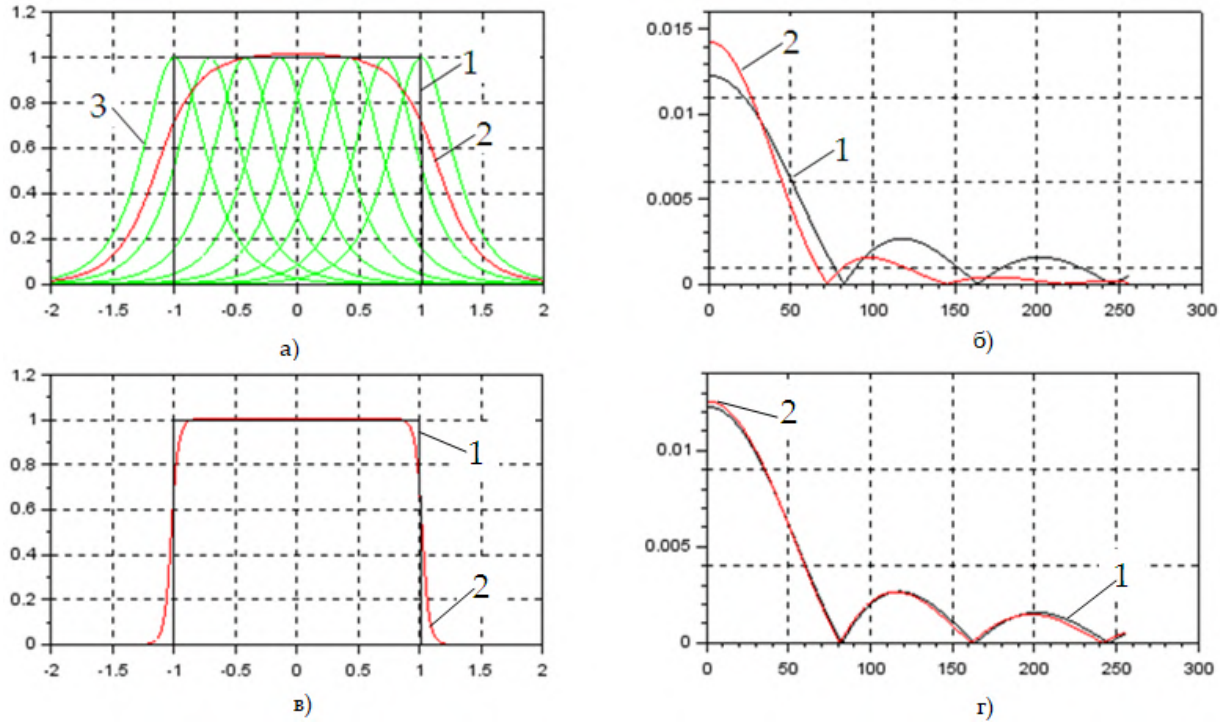

Рис. 4. Аппроксимация прямоугольного импульса функциями отсчетов в виде гиперболического секанса:
а) 8 импульсов аппроксиманты во временной области,
б) 8 импульсов аппроксиманты в частотной области,
в) 50 импульсов аппроксиманты во временной области,
г) 50 импульсов аппроксиманты в частотной области,
1 – исходная функция, 2 – аппроксиманта, 3 – функция (импульс) отсчета
(масштаб в частотной области задан условно; на графиках в) и г) показана только положительная часть модуля спектральной плотности)

Для больших значений количества отсчетов M дадим приближенную оценку расстояния (11) с учетом ранее полученного выражения (10). Используя доказанный факт сходимости $f_M(t) \to f(t)$, получим:

$$F(f) - F(f_M) \approx F(f_{M+1}) - F(f_M) \approx \frac{A\pi}{\alpha}\left(\frac{\sin((M+1)\omega\tau + \omega\tau/2)}{\sin(\omega\tau/2)} - \frac{\sin(M\omega\tau + \omega\tau/2)}{\sin(\omega\tau/2)}\right),$$

откуда с учетом определений параметров аппроксиманты (6):

$$\rho[F(f), F(f_M)] \approx \frac{1}{\beta M}\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(x)}{x^2}\,dx} = \frac{\sqrt{\pi}}{\beta M}. \qquad (12)$$

Из полученной оценки (12) следует, что скорость сходимости аппроксиманты (6) имеет порядок $1/M$, что можно считать приемлемой величиной. Данная зависимость подтверждается результатами численного анализа. Из графика (рис. 5) видно, что зависимость между количеством импульсов N отсчетов и относительной по-

грешностью аппроксимации $Q(N)$ имеет форму гиперболы. Параметр $Q(N)$ вычисляется по формулам:

$$Q^2(N) = \frac{1}{E(f)} \int_{-T}^{T} \left(f(t) - f_N(t)\right)^2 dt, \quad E(f) = \int_{-T}^{T} f^2(t)\, dt, \quad N = 2M \cdot T, \tag{13}$$

где $[-T, T]$ - интервал, на котором выполняется аппроксимация; $2M$ - количество импульсов отсчетов на интервале $[-1,1]$. При выполнении расчетов значения интегралов в последней формуле определяются, естественно, численными методами.

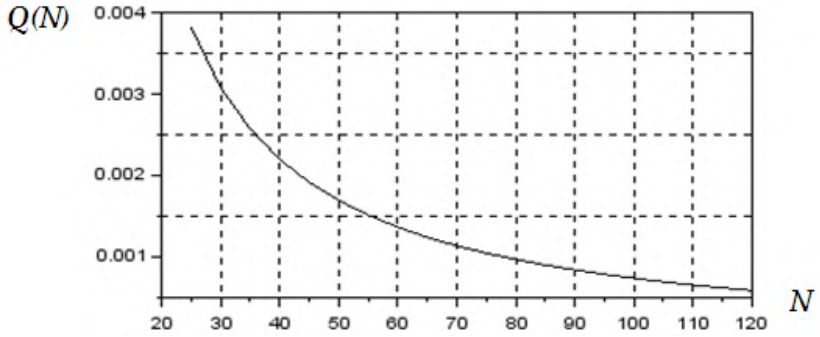

Рис. 5. Относительная погрешность аппроксимации прямоугольного импульса

Полученные результаты показывают, что произвольную непрерывную функцию $\varphi(t)$, заданную на интервале $[-T, T]$, можно аппроксимировать с любой наперед заданной точностью суммой функций отсчетов:

$$\varphi(t) \approx A \sum_{n=-N}^{N} \varphi(n\tau)\, \mathbf{sech}(\alpha(t - n\tau)), \quad \tau = T / N. \tag{14}$$

Точность аппроксимации по формуле (14) существенно зависит от свойств аппроксимируемой функции $\varphi(t)$, от длительности интервала аппроксимации $[-T, T]$, от количества импульсов отсчетов $2N$, от выбора амплитудного параметра A функций отсчетов и от параметра α, характеризующего длительность функций отсчетов.

В представленных ниже результатах численного моделирования полагается $\alpha = N\sqrt{3} / \pi$. Для увеличения точности аппроксимации амплитудный параметр A корректируется исходя из условия равенства энергий. Начальное значение данного параметра принимается $A^* = 1$ (именно при таком значении показаны импульсы отсчетов на рис. 4). Далее вычисляется энергетическая функция аппроксимируемой функции $\varphi(t)$ и аппроксиманты:

$$E(\varphi) = \int_{-T}^{T} \varphi^2(t) dt, \quad E_N(\varphi) = \int_{-T}^{T} \left(\sum_{n=-N}^{N} \varphi(n\tau)\, \mathbf{sech}(\alpha(t - n\tau)) \right)^2 dt,$$

а затем корректируется значение параметра $A = A^* \sqrt{E(\varphi)} / \sqrt{E_N(\varphi)}$.

На рис. 6 – рис. 8 показаны результаты аппроксимации различных теоретических сигналов. На всех этих графиках слева дана аппроксимация во временной обла-

сти; справа – в частотной области. В частотной области представлены графики модуля спектральной плотности аппроксимируемой функции и аппроксиманты в условном масштабе.

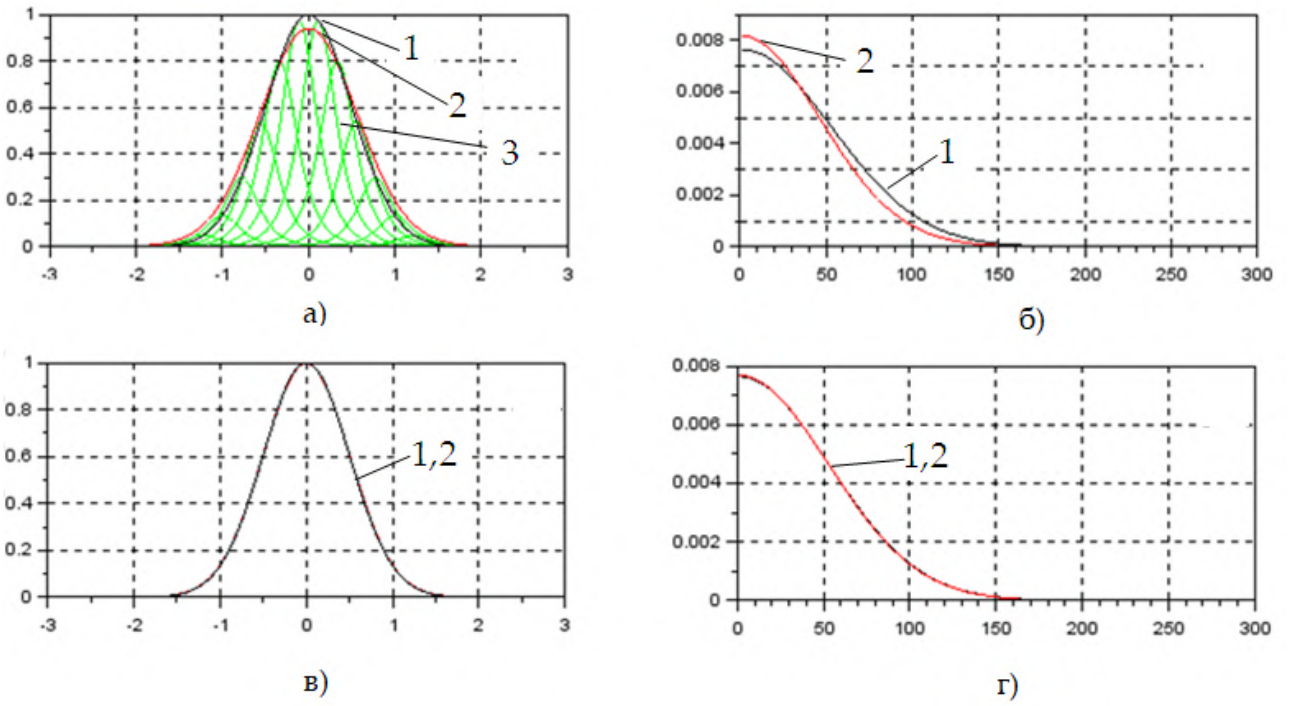

Рис. 6. Аппроксимация гауссова («колокольного») импульса:
а) 10 импульсов аппроксиманты на интервале [-1,1] во временной области,
б) 10 импульсов аппроксиманты в частотной области,
в) 50 импульсов аппроксиманты во временной области,
г) 50 импульсов аппроксиманты в частотной области,
1 – исходная функция, 2 – аппроксиманта, 3 – функция (импульс) отсчета

Результаты аппроксимации, представленные на рис. 6, подтверждают вывод о зависимости точности приближения от вида аппроксимируемой функции: уже при 50 импульсов отсчетов графики аппроксимируемой функции и аппроксиманты визуально неразличимы.

Как видно из графиков на рис. 7, аппроксиманта сходится к аппроксимируемой функции медленнее, чем для случая, представленного на рис. 6. Сходимость в случае рис. 8 примерно соответствует случаю, представленному на рис. 6. Во всех этих случаях аппроксимация 50-ю импульсами отсчетов дает удовлетворительный результат.

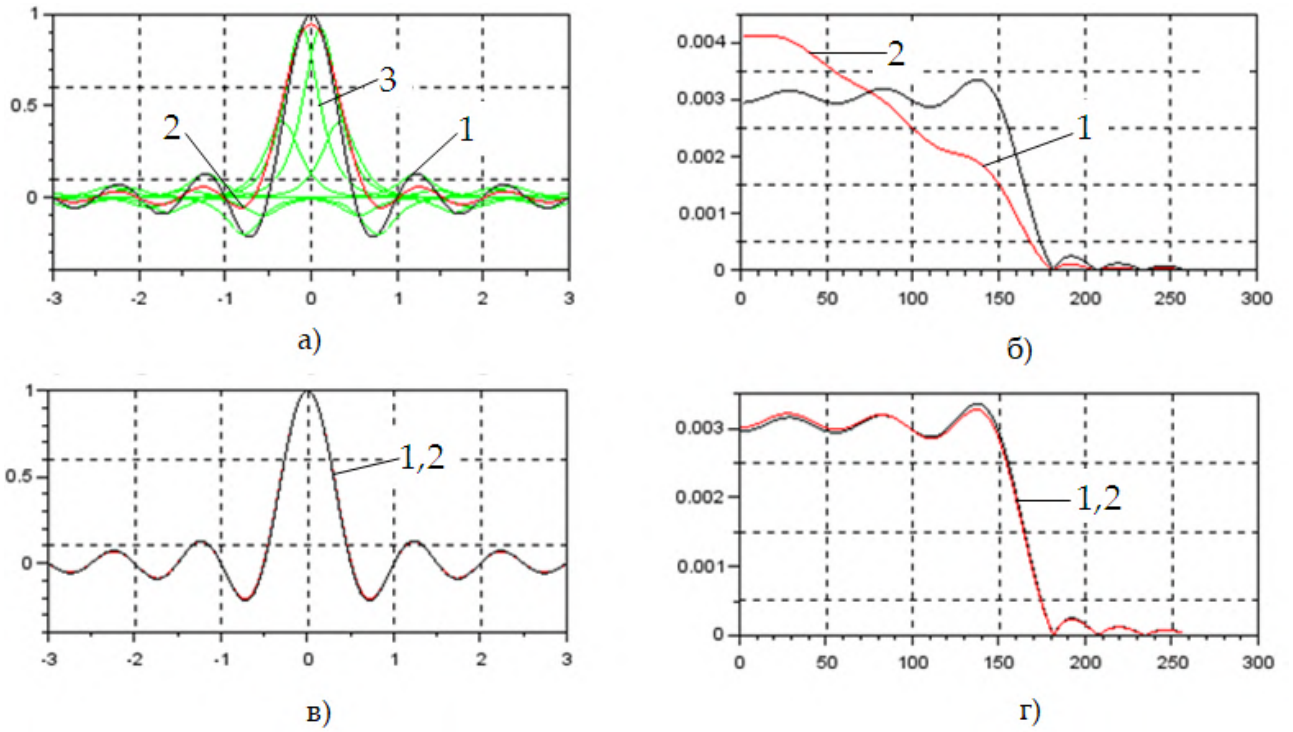

Рис. 7. Аппроксимация фрагмента импульса Найквиста-Котельникова $\varphi(t) = \mathbf{sinc}(t) = \mathbf{sin}(t)/t$:
а) 10 импульсов аппроксиманты на интервале [-1,1] во временной области,
б) 10 импульсов аппроксиманты в частотной области,
в) 50 импульсов аппроксиманты во временной области,
г) 50 импульсов аппроксиманты в частотной области,
1 – исходная функция, 2 – аппроксиманта, 3 – функция (импульс) отсчета

На рис. 9 приведены графики зависимости относительной погрешности аппроксимации по формуле (13) для случаев, представленных на рис. 6 – рис. 8. По оси абсцисс отложено количество импульсов отсчетов на интервале [-1,1]. Как видно из графиков, представленных на рис. 9, во всех рассматриваемых случаях количество импульсов отсчетов 30 на интервале [-1,1] (или около 100 импульсов на интервале [-3,3]) дает небольшую погрешность аппроксимации (не более 10^{-4}), что можно считать пренебрежимо малой величиной. Также отметим, что на всех графиках рис. 9 функции имеют вид гиперболы, что подтверждает зависимость (12).

Итак, далее будем считать, что для достаточно гладких функций приемлемым вариантом аппроксимации является порядок количества импульсов отсчетов в форме гиперболического секанса приблизительно от 50 до 100.

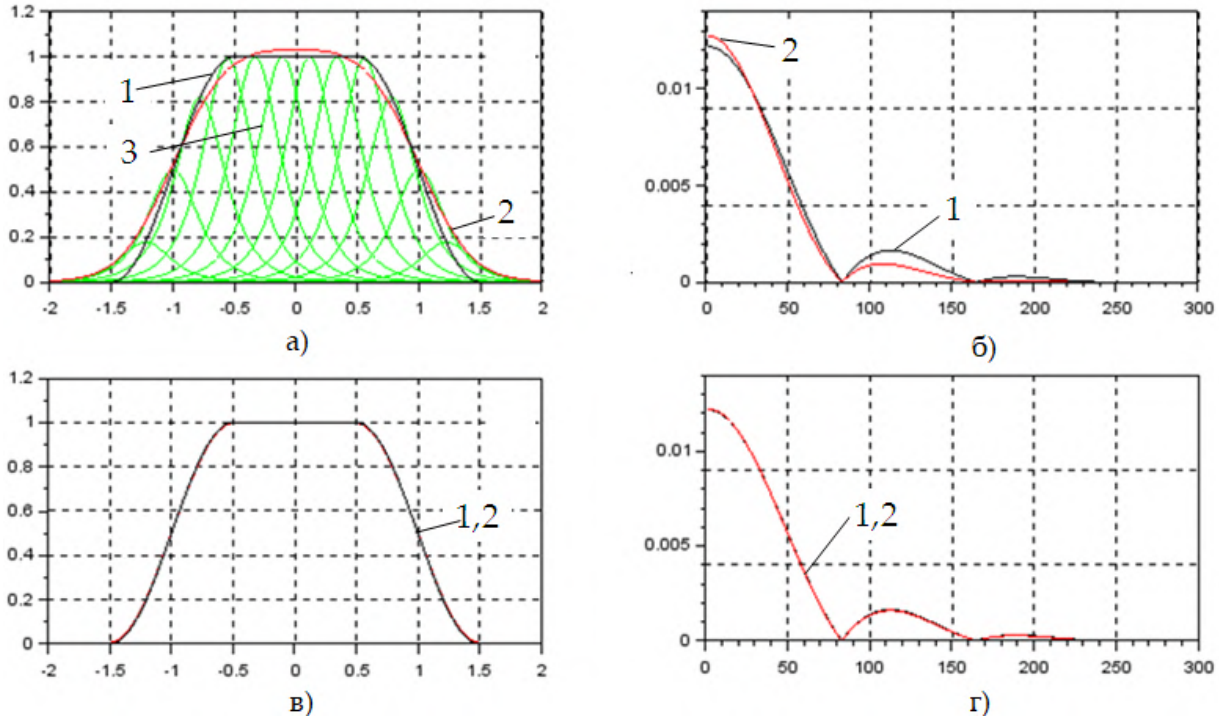

Рис. 8. Аппроксимация импульса в виде «приподнятого» косинуса с коэффициентом скругления 0,5:
а) 10 импульсов аппроксиманты на интервале [-1,1] во временной области,
б) 10 импульсов аппроксиманты в частотной области,
в) 50 импульсов аппроксиманты во временной области,
г) 50 импульсов аппроксиманты в частотной области,
1 – исходная функция, 2 – аппроксиманта, 3 – функция (импульс) отсчета

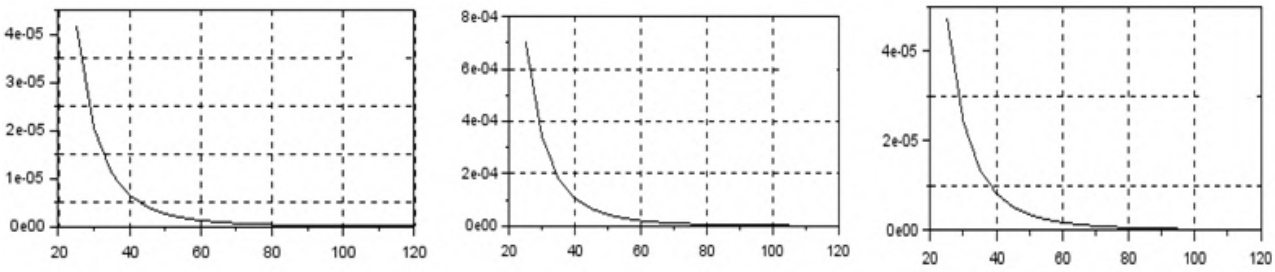

Рис. 9. Относительная погрешность аппроксимации различных функций:
а) гауссов импульс,
б) импульс Найквиста-Котельникова,
в) приподнятый косинус

IV. Параметризация решений

Типичная эффективная длительность импульсов лазера в условиях синхронизации мод имеет порядок $\tau = 50...150$ фс [9]. Примем условно $\tau = 100$ фс $= 10^{-13}$ с. Как показано выше, последовательностью из 100 таких импульсов можно с высокой точностью аппроксимировать любую гладкую функцию (оптический сигнал) с эффективной длительностью $\Delta T = 100\,\tau = 10\,\text{пс} = 10^{-11}$ с.

Положим, что база аппроксимируемых сигналов имеет порядок единицы: $\Delta T \cdot \Delta F \approx 1$, где ΔF – эффективная ширина спектра. Тогда ширина спектра сигнала будет приблизительно равна $\Delta F \approx 1/\Delta T = 10^{11}\,\text{Гц} = 100\,\text{ГГц}$. Но данное значение как раз соответствует ширине полосы частотного канала оборудования типа STM [12].

Определенную сложность реализации полученных решений представляет необходимость производства системы линий задержки с малым относительным шагом (порядка 100 фс). Возможный метод решения данной задачи дан в статье [7]. Суть метода заключается в том, что линии задержки по рис. 4 производятся в виде отрезков оптического волокна равной длины, но отличающихся различной групповой скоростью распространения оптического сигнала в сердцевине волокна. Данный эффект достигается прецизионным легированием материала сердцевины SiO_2 различными добавками. В частности, для добавок двуокиси германия GeO_2 значения приращений концентрации, обеспечивающих определенную разность шага линий задержки, даны в табл. 1. В этой таблице параметр $\Delta\mu$ - доля процента концентрации GeO_2.

Таблица 1. Значения шага задержки τ для длины волны 1530 нм (ω_0 =1232 Трад)

$\Delta\mu$	Шаг задержки на длине линий L, м				
	0,03	0,1	0,3	1,0	3,0
0,01	1,6213E-13	5,4044E-13	1,6213E-12	5,4044E-12	1,6213E-11
0,001	1,6213E-14	5,4044E-14	1,6213E-13	5,4044E-13	1,6213E-12
0,0001	1,6213E-15	5,4044E-15	1,6213E-14	5,4044E-14	1,6213E-13
0,00001	1,6213E-16	5,4044E-16	1,6213E-15	5,4044E-15	1,6213E-14

Анализ данных табл. 1 показывает, что на длине линий задержки порядка 7-10 см необходимая разность шага $\tau \approx 10^{-13}$ обеспечивается приращением доли легирующей добавки порядка 0,01%, что вряд ли представляет проблему для современного производства оптического волокна методом осаждения из газообразной смеси.

Сама по себе система из 100 линий задержки по рис. 4 может быть весьма компактной. В самом деле, при длине порядка 10 см она может занимать в поперечном сечении не более 1,25x1,25 мм (исходя из типичного диаметра оптического волокна 125 мкм).

Итак, полученные оценки параметров показывают, что предлагаемые решения согласуются с характеристиками существующих волоконно-оптических систем передачи и не противоречат современному уровню развития производства.

Выводы

Можно предугадать скачкообразное возрастание трафика в международных и локальных телекоммуникационных сетях в ближайшие 5÷10 лет за счет внедрения принципиально новых информационных технологий. К таковым можно отнести внедрение технологии Интернета вещей, а также передачу файлов для 3D принтеров, стереоизображений и стереофильмов, а в недалекой перспективе – голограмм. К резкому повышению трафика могут оказаться не вполне готовыми канальные ресурсы, обеспечивающие передачу данных между узлами агрегации трафика.

В настоящей статье изложен один из возможных методов сигнального уплотнения волоконно-оптических систем передачи. Общая идея разрабатываемого метода заключается в использовании алфавитов оптических сигналов, обладающих необходимым свойством приблизительно равного дисперсионного расширения на стороне приема. При этом синтезируемый в каждом тактовом интервале оптический сигнал формируется из единственного импульса лазера, пропускаемого через систему линий задержки с прецизионным шагом. Выполненные ранее исследования [1] показали, что применение подобных методов позволит передавать в одном тактовом интервале не один бит, а один байт данных.

В более ранних работах автора изложена теория аппроксимации оптических сигналов импульсом лазера с низкочастотной огибающей гауссовой формы. Новизна данной работы заключается в том, что предлагаемый метод сигнального уплотнения развивается в предположении, что импульсы лазера имеют форму гиперболического секанса.

В статье дано аналитическое обоснование предлагаемых методов. Доказана теорема об аппроксимации сигнала в виде прямоугольного импульса функциями отсчетов в виде гиперболического секанса. Даны оценки скорости сходимости соответствующих рядов. Также дано обобщение решения задачи на случай аппроксимации ***произвольных*** оптических сигналов функциями отсчетов в виде гиперболического секанса.

Приведенные результаты численного анализа подтвердили аналитические выводы. Расчеты выполнялись в свободно распространяемой среде Scilab. Показано, что для типичных теоретических сигналов точность аппроксимации относительно небольшим количеством сдвинутых импульсов лазера (порядка 50-100) в форме гиперболического секанса дает удовлетворительную точность приближения (с относительной погрешностью не более 10^{-4}).

Показано, что предложенные решения не противоречат характеристикам современных систем передачи данных и могут быть реализованы при существующем технологическом уровне производства оптических компонентов.

Список литературы:

1. *Одегов Н.А.* Передача информации оптическими импульсами равной дисперсии // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова – 2017. – № 2. – С. 28–38.

2. *Власов О.М., Каток О.В., Шпак В.М.* Використання нелінійних ефектів волоконних світловодів для часової компресії оптичних імпульсів // Зв'язок – 2006. – №2. – С. 42-47.

3. *Marcelo A.S.* Optical sinc-shaped Nyquist pulses of exceptional quality // Marcelo A. Soto., Mehdi Alem, Mohammad Amin Shoaie, Armand Vedadi, Camille-Sophie Bres, Luc Thevenaz & Thomas Schneider – NATURE COMMUNICATIONS: Macmillan Publishers Limited – 2013. – P. 1–11.

4. *Zhang J., Yu J., Chi N.* Transmission and full-band coherent detection of polarization-multiplexed all-optical Nyquist signals generated by Sinc-shaped Nyquist pulses. // Scientific reports. – 2015. – T. 5. – P. 1-13.

5. *Wetzel B.* et al. Customizing supercontinuum generation via on-chip adaptive temporal pulse-splitting // Nature communications. – 2018. – T. 9. – №. 1. – P. 1-10.

6. *Odegov N.A., Stepanov D.M.* Formation of a low-frequency component of an optical signal by pulses of a gaussian form // Information and Telecommunication Sciences. – 2018. – Vol. 9, N. 1. – P. 26– 33.

7. *Odegov N.A., Starenkiy I.V., Kostjuk V.V.* Formation of piecosecond optical pulses of the assigned structure using precision lines of delay // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2018. – № 1.– С. 34–43.

8. *Одегов Н.А.* Основы теории аппроксимации оптических сигналов гауссовыми импульсами // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2018. – № 5. – С. 42-72.

9. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988. – 312 с.

10. Измерение длительности импульса методом двухфотонной фотолюминисценции [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://pstu.ru/files/file/oksana/2012/innovacii/ pnr/pnr3/nelenejnye_effecty/lekciya13.pdf.

11. *Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И.* Интегралы и ряды. Элементарные функции. – М.: Наука, 1981. – 800 с.

12. *Макаров Т.В.* Когерентные волоконно-оптические системы передачи – Одесса: ОНАС им. А.С. Попова, 2009. – 220 с.