

СВОЙСТВА ВРЕМЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЯХ. ЧАСТЬ 1

Е.И. Андреева¹, М.С. Былина^{1*}, С.Ф. Глаголев¹, П.А. Чаймарданов¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича, Санкт-Петербург, 193232, Российская Федерация

*Адрес для переписки: BylinaMaria@mail.ru

Информация о статье

УДК 621.39, 530.182

Язык статьи – русский

Ссылка для цитирования: Андреева Е.И., Былина М.С., Глаголев С.Ф., Чаймарданов П.А. Свойства временных оптических солитонов в оптических волокнах и возможность их использования в телекоммуникациях. Часть 1 // Труды учебных заведений связи. 2018. Т. 4. № 1. С. 5–12.

Аннотация: В первой части работы приведено теоретическое обоснование существования и устойчивости солитонов в одномодовом оптическом волокне без потерь. Показана возможность применения солитонов в оптических системах связи. Рассмотрены проблемы, связанные с взаимодействием солитонов. Приведены результаты моделирования процессов распространения солитонов по оптическому волокну. Во второй и третьей частях будут рассмотрены вопросы сохранения солитонного режима в одномодовом оптическом волокне с помощью управления потерями и дисперсией в линейном тракте волоконно-оптической системы связи.

Ключевые слова: оптические солитоны, временные оптические солитоны, одномодовое оптическое волокно, волоконно-оптическая система связи, дисперсия групповых скоростей, фазовая самомодуляция.

Введение

Условия существования временных светлых оптических солитонов в одномодовых оптических волокнах и возможности их использования для телекоммуникаций были высказаны Хасегавой и Таппертом в 1973 году. В 1980 году Молленауэром, Столеном и Гордоном существование светлых солитонов в одномодовых оптических волокнах было экспериментально подтверждено [1, 2]. В работе мы не будем обсуждать пространственные оптические солитоны и временные темные солитоны. Все это систематически представлено в [2]. В дальнейшем изложении временные светлые оптические солитоны мы будем называть просто солитонами.

Работа включает три части. Первая посвящена вопросам теоретического обоснования существования и устойчивости солитонов в оптических волокнах без потерь. В следующих частях реальные потери в оптических волокнах учитываются: во второй части рассматриваются практические вопросы сохранения солитонного режима в оптических волокнах с использованием техники управления потерями в линейном тракте волоконно-

оптической системы связи, а в третьей – вопросы сохранения солитонного режима с помощью управления дисперсией в линейном тракте волоконно-оптических систем связи (ВОСС). В работе для проверки теории и получения наглядных результатов широко используется имитационное моделирование процессов, происходящих в линейном тракте ВОСС.

1. Теоретическое обоснование существования солитонов в оптическом волокне без потерь

Солитоны формируются внутри одномодового оптического волокна вследствие баланса между дисперсией групповых скоростей (ДГС) β_2 и фазовой самомодуляцией (ФСМ).

Теоретически существование солитонов в оптических волокнах может быть обосновано с помощью решения нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), которое для оптического волокна без потерь имеет вид [1–4]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (1)$$

где A – нормированная комплексная амплитуда напряженности (огibaющая импульса) электрического поля световой волны, распространяющейся в направлении оси z по оптическим волокнам, Вт^{0.5}; T – время, отсчитываемое от середины импульса, пс; β_2 – ДГС, пс²/км; γ – коэффициент нелинейности, (Вт·км)⁻¹; Z – расстояние от начала оптического волокна, км.

Введем обозначения:

$$u = N \cdot U, z = Z/L_D, \tau = T/T_0, U = A/\sqrt{P_0}, \quad (2)$$

$$N^2 = L_D/L_{NL}, L_D = T_0^2/|\beta_2|, L_{NL} = 1/(\gamma \cdot P_0),$$

где L_D – дисперсионная длина оптического волокна; T_0 – полуширина импульса на входе в оптическое волокно, пс; L_{NL} – нелинейная длина волокна; P_0 – пиковая мощность импульса.

Учитывая, что в области аномальной дисперсии $\beta_2 < 0$, и используя обозначения (2), преобразуем (1) к стандартному виду НУШ, в котором все параметры безразмерные:

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 \cdot u = 0. \quad (3)$$

НУШ позволяет решить прямую задачу об изменении формы и спектра оптического сигнала произвольной формы после прохождения его по оптическому волокну с известными параметрами.

Решением обратной задачи рассеяния является определение параметров сигнала на входе в оптическое волокно для достижения определенной цели. Например, одной из целей решения обратной задачи является определение формы и мощности (энергии) оптического импульса на входе оптического волокна, который сохраняет свою форму (не расширяется) или периодически восстанавливает свою форму при прохождении по оптическому волокну больших расстояний.

Особое значение имеет решение, получившее название фундаментального солитона, который при распространении по оптическому волокну без потерь не меняет свою форму, т.е. не подвержен влиянию хроматической дисперсии (ХД). Фундаментальный солитон имеет огibaющую напряженности электрического поля в форме гиперболического секанса, и его распространение по оптическому волокну без потерь описывается функцией [1–4]:

$$u(z, \tau) = \text{sech}(\tau) \cdot \exp(i \cdot z/2). \quad (4)$$

Фундаментальный солитон также называют солитоном 1-го порядка, так как для него $N = 1$. Из (2) можно определить соотношение между пиковой мощностью и длительностью солитона 1-го порядка [1]:

$$P_0 = |\beta_2|/(\gamma \cdot T_0^2) \approx 3.11 \cdot |\beta_2|/(\gamma \cdot T_{FWHM}^2), \quad (5)$$

где T_{FWHM} – длительность импульса, имеющего форму гиперболического секанса, на полувысоте по интенсивности:

$$T_{FWHM} = 2T_0 \cdot \ln(1 + \sqrt{2}) \approx 1.763 \cdot T_0. \quad (6)$$

На рисунке 1 представлены результаты расчетов по (5). Из графиков видно, что для стандартного одномодового оптического волокна (G.652) на длине волны 1550 нм при $\beta_2 = -20$ пс²/км пиковая мощность составляет $P_0 = 5$ Вт при $T_0 = 1$ пс и 50 мВт при $T_0 = 10$ пс. Для оптического волокна со смещенной дисперсией (G.653) с $\beta_2 = -2$ пс²/км при $T_0 = 10$ пс значение P_0 уменьшается до 5 мВт.

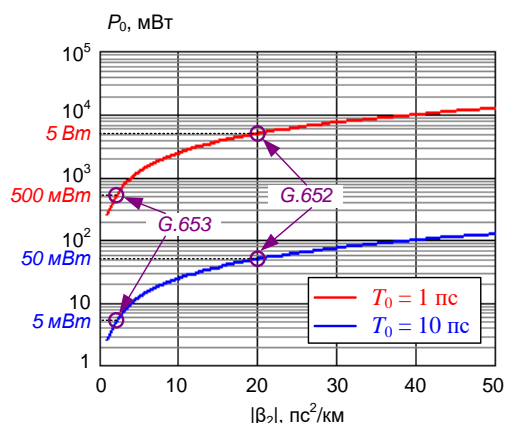


Рис. 1. Зависимости пиковой мощности, необходимой для возбуждения фундаментального солитона, от ДГС

На рисунке 2 показаны результаты расчета огibaющей по интенсивности $u^2(0, \tau)$ и по амплитуде напряженности поля $u(0, \tau)$ фундаментального солитона в начале оптического волокна. Для сравнения на рисунке представлены результаты аналогичных расчетов для гауссовского импульса, огibaющая которого в начале оптического волокна имеет вид:

$$u_g(0, \tau) = \exp(-\tau^2/2), u_g^2(0, \tau) = \exp(-\tau^2). \quad (7)$$

Отметим, что солитонный импульс имеет большую ширину по сравнению с гауссовским. Для гауссовского импульса длительность на полувысоте по интенсивности равна $T_{FWHM} = 1.665T_0$.

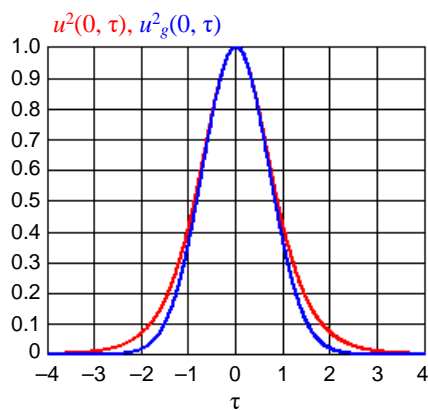
Среди солитонов высших порядков особую роль играют солитоны, имеющие начальную форму (при $z = 0$) в виде гиперболического секанса [1]:

$$u(0, \tau) = N \cdot \text{sech}(\tau), \quad (8)$$

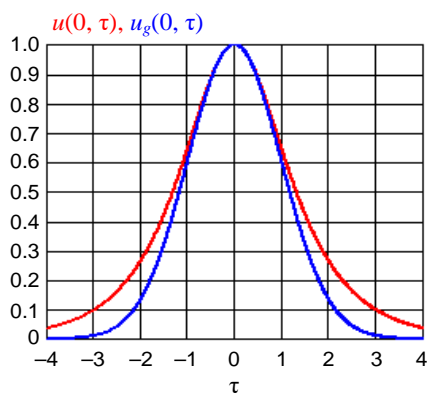
где N – целочисленный порядок солитона. Из (2) следует выражение для мощности, необходимой для формирования солитона N -го порядка:

$$P_{0N} = N^2 \cdot |\beta_2|/(\gamma \cdot T_0^2) \approx N^2 \cdot 3.11 \cdot |\beta_2|/(\gamma \cdot T_{FWHM}^2) \quad (9)$$

Из (5) и (9) следует, что значение пиковой мощности, необходимой для создания солитона N -го порядка, в N^2 раз больше, чем для возбуждения фундаментального солитона.



а)



б)

Рис. 2. Формы огибающих фундаментального солитона и гауссовского импульса по интенсивности (а) и напряженности электрического поля (б)

Форма и спектр солитонов высших порядков периодически изменяется при распространении по оптическому волокну, возвращаясь в конце периода к исходной форме. Период изменения составляет $z = z_0 = \pi/2$ или:

$$Z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 0.322 \frac{\pi \cdot T_{FWHM}^2}{2 \cdot |\beta_2|} \quad (10)$$

На рисунке 3 представлены результаты расчетов по (10). Из рисунка 3 видно, что для стандартного оптического волокна (G.652) с $\beta_2 = -20$ пс²/км на длине волны $\lambda = 1550$ нм при $T_0 = 10$ пс период солитона составляет $Z_0 = 8$ км. Для оптического волокна со смещенной дисперсией (G.653) и $\beta_2 = -2$ пс²/км на длине волны $\lambda = 1550$ нм при $T_0 = 10$ пс период солитона составляет $Z_0 = 80$ км.

На рисунке 4 показаны изменения формы и спектра солитонов 2-го и 3-го порядков по интенсивности на расстоянии, равном одному периоду.

Для понимания физического смысла распространения солитонов высших порядков рассмотрим изменения формы и спектра солитона третьего порядка (см. рисунок 4), которые обусловлены совместным действием ФСМ и ДГС.

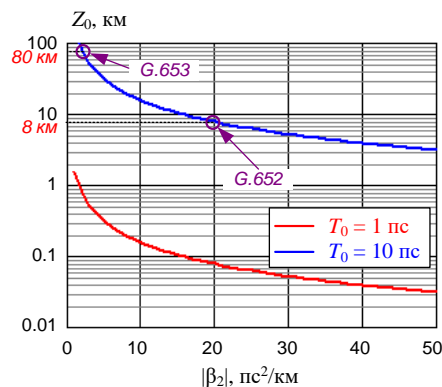
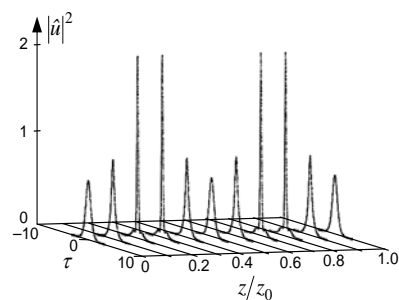
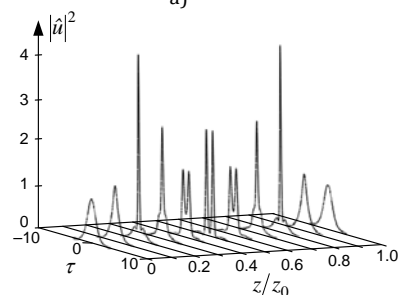


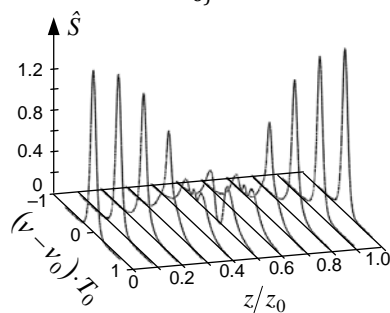
Рис. 3. Зависимости периода изменения формы солитонов высших порядков от ДГС



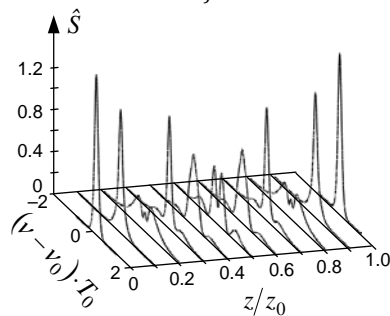
а)



б)



в)



г)

Рис. 4. Изменение формы (а, б) и спектра (в, г) солитона второго (а, в) и третьего (б, г) порядков на одном периоде

Известно, что ФСМ и ДГС приводят к возникновению частотной модуляции или чирпинга внутри оптического импульса. Чирпинг, вызванный ФСМ, всегда положителен, то есть частота внутри импульса нарастает. При этом частота на переднем фронте импульса смещается в стоксову область (более низкие частоты), а на заднем фронте в антистоксову (более высокие частоты). На рисунке 4г при $z/z_0 = 0.2$ хорошо видны типичные для ФСМ расширение спектра и появление модуляции (два пика).

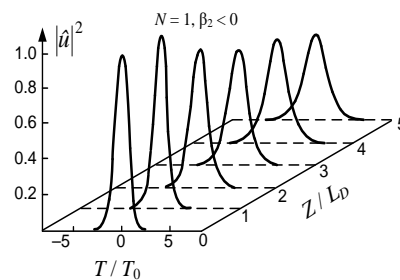
Чирпинг, вызванный ДГС, зависит от ее знака. Он положителен при нормальной дисперсии ($\beta_2 > 0$) и отрицателен при аномальной ($\beta_2 < 0$). Поэтому при $\beta_2 < 0$ ДГС может сжимать импульс, имеющий положительный чирпинг. Сокращает свою длительность только центральная часть импульса (хорошо видно на рисунке 4б при $z/z_0 = 0.2$), т.к. только там частотная модуляция является линейной. Из-за существенного увеличения интенсивности в центральной части импульса его спектр также значительно изменяется (см. рисунок 4г для $z/z_0 = 0.3$).

Важное свойство оптических солитонов – это их высокая устойчивость к возмущениям. Поэтому, хотя для формирования солитона и требуется специальная форма импульса и определенная пиковая мощность, он может быть создан, даже если форма импульса и пиковая мощность отклоняются от идеальных условий.

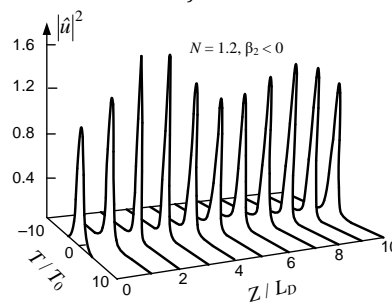
Влияние начальной формы импульса на формирование солитона может быть исследовано путем численного решения уравнения (3).

На рисунке 5а показана динамика импульса с пиковой мощностью, соответствующей мощности фундаментального солитона ($N = 1$), но имеющего гауссово начальное распределение поля (7). Импульс распространяется в среде без потерь с аномальной дисперсией ($\beta_2 < 0$). Из рисунка 5а видно, что форма импульса изменяется при его распространении, поскольку вначале она отличается от гиперболического секанса, характерного для фундаментального солитона. Гауссовский импульс здесь асимптотически стремится к фундаментальному солитону. Эволюция фактически заканчивается при $Z/L_D = 5$, что соответствует примерно трем периодам солитона.

Похожая картина имеет место и для импульсов с другими начальными формами, например, с супергауссовской. Длительность солитона в конечном состоянии и расстояние, необходимое для эволюции импульса в солитон, зависит от начальной формы, но качественно поведение остается одним и тем же. Ясно, что солитон может быть сформирован при пиковой мощности начального импульса, превышающей пороговую величину.



а)



б)

Рис. 5. Изменение формы импульса, распространяющегося в среде с аномальной дисперсией: а) гауссовского при $N = 1$, б) секансного при $N > 1$

Рассмотрим случай, когда значение пиковой мощности не точно соответствует условию (9), полученному для оптического волокна без потерь (величина N , определенная по выражению (2) не является целым числом). Использование теории возмущений для решения НУШ показывает, что такой импульс, распространяясь по оптическому волокну, асимптотически преобразуется в солитон, порядок которого есть целое число \bar{N} , ближайшее к начальному значению N . Часть его энергии при этом рассеивается.

Представим изначальное значение N в виде $N = \bar{N} + \epsilon$, где $|\epsilon| < 0.5$, тогда (8) примет вид:

$$u(0, \tau) = (\bar{N} + 2\epsilon) \cdot \text{sech}[(1 + 2\epsilon/\bar{N}) \cdot \tau]. \quad (11)$$

Длительность импульса в (11) будет равна:

$$T'_0 = \frac{\bar{N}}{\bar{N} + 2\epsilon} \cdot T_0. \quad (12)$$

Из (10) следует, что для фундаментального солитона ($\bar{N} = 1$) длительность возрастает при $\epsilon < 0$ (при $N \leq 0.5$ солитон не образуется) и уменьшается при $\epsilon > 0$.

На рис. 5б показана динамика секансного импульса (11) с $N = 1.2$. Длительность импульса и его пиковая мощность сначала осциллируют, но постепенно стабилизируются до того момента, когда наконец параметры импульса будут удовлетворять условию $N = 1$.

2. Общие вопросы использования солитонов в волоконно-оптических системах связи

Работа высокоскоростных ВОСС с бинарной амплитудной модуляцией обычно ограничена ХД, из-

за которой импульс расширяется и возникает межсимвольная интерференция. Поскольку солитоны могут сохранять свою форму благодаря балансу между нелинейными и дисперсионными эффектами, их использование могло бы увеличить расстояние и скорость передачи ВОСС с амплитудной модуляцией. Однако, для практического использования солитонных ВОСС, необходимо рассмотреть эффекты, ограничивающие их возможности. Наиболее важными из них являются: 1) потери в оптическом волокне, 2) наличие частотной модуляции в начальном импульсе, 3) взаимодействие соседних импульсов.

На рисунке 6 изображен солитонный поток двоичных сигналов с RZ кодированием. Обычно расстояние между солитонами превышает их полную длительность по уровню 0.5 от максимума (FWHM) в несколько раз. Математически солитон имеет бесконечную длительность. На практике солитонное решение справедливо только при больших скважностях солитонных импульсов. Запишем выражение для скорости передачи [2]:

$$B = \frac{1}{T_B} = \frac{1}{2q_0 T_0} \approx \frac{0.88}{q_0 T_{FWHM}}, \quad (13)$$

где T_B – длительность битового интервала; $2q_0 = T_B / T_0$ – нормированное расстояние между соседними солитонами.

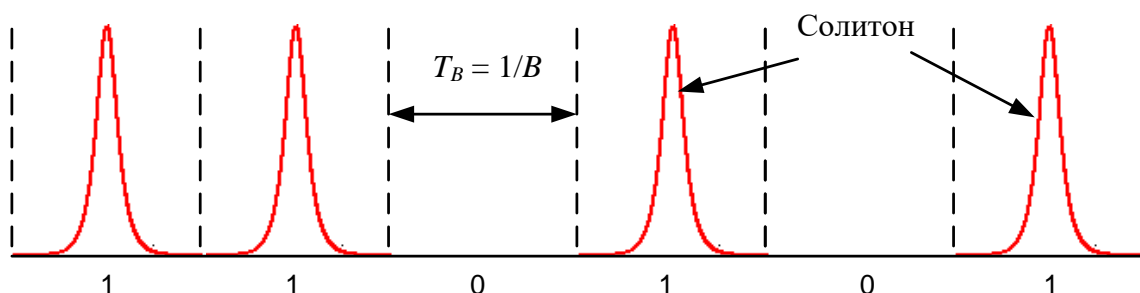


Рис. 6. Последовательность солитонов при двоичном кодировании сигналов в RZ формате

3. Взаимодействие солитонов

Рассмотрим проблемы, возникающие из-за взаимодействия соседних солитонов в ВОСС. Наличие импульсов в соседних битах искажает временной солитон уже потому, что суммарное поле не является решением НУШ. Из-за нелинейного взаимодействия соседние солитоны либо сближаются (притягиваются), либо расходятся (отталкиваются). Для понимания процессов взаимодействия солитонов можно численно решить НУШ с начальными условиями в виде пары солитонов [2, 4]:

$$u(0, \tau) = \text{sech}(\tau - q_0) + r \cdot \text{sech}[r \cdot (\tau + q_0)] \times \exp(i \cdot \theta), \quad (17)$$

где r – отношение амплитуд двух солитонов; θ – относительная фаза; $2q_0$ – начальное нормированное расстояние.

Из выражений (2) и (8) следует, что мощность фундаментального солитона равна [2]:

$$P(\tau) = P_0 \cdot \text{sech}^2(\tau), \quad (14)$$

где P_0 определяется выражением (5). Энергия фундаментального солитона получается интегрированием мощности по внутриимпульсному времени $T = \tau \cdot T_0$ [2]:

$$E_s = \int_{-\infty}^{\infty} P(T) \cdot dT = 2P_0 \cdot T_0. \quad (15)$$

В предположении равной вероятности нулей и единиц в передаваемом сигнале средняя мощность RZ сигнала становится равной:

$$P_s = E_s \cdot (B/2) = P_0/2q_0. \quad (16)$$

Например, для солитонной ВОСС со скоростью передачи 10 Гбит/с получим $T_0 = 10$ пс, если выбрать $q_0 = 5$. Длительность импульса по уровню 0.5 составит 17.6 пс. Пиковая мощность входного импульса составит 5 мВт при значениях $\beta_2 = -1$ пс²/км и $\gamma = 2$ (Вт·км)⁻¹, типичных для оптического волокна со смещенной дисперсией (DSF). Это значение пиковой мощности отвечает энергии импульса 0.1 пДж и уровню средней мощности всего лишь 0.5 мВт.

С помощью численного решения НУШ можно определить расстояние между солитонами q_s в зависимости от расстояния z вдоль оптического волокна для начального расстояния q_0 между солитонами. При $q_0 \gg 1$ можно использовать теорию возмущений. В частном случае при $r = 1$ и $\theta = 0$ текущее расстояние между солитонами q_s можно определить по выражению:

$$2 \cdot \exp[2 \cdot (q_s - q_0)] = 1 + \cos[4 \cdot z \cdot \exp(-q_0)]. \quad (18)$$

Это соотношение показывает, что расстояние $q_s(z)$ между соседними солитонами периодически колеблется с периодом:

$$z_p = \frac{\pi}{2} \exp(q_0). \quad (19)$$

На рисунке 7 приведены результаты расчета зависимости периода взаимодействия двух солитонов z_p от начального расстояния q_0 между ними.

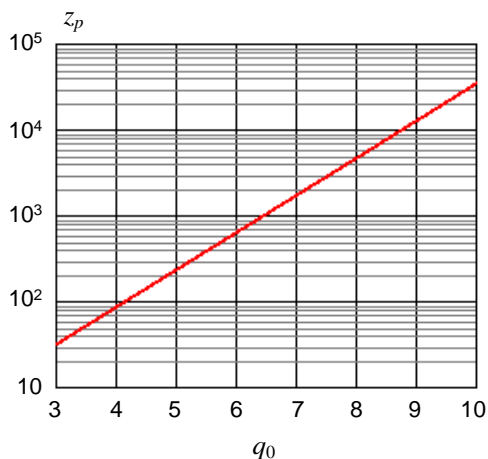
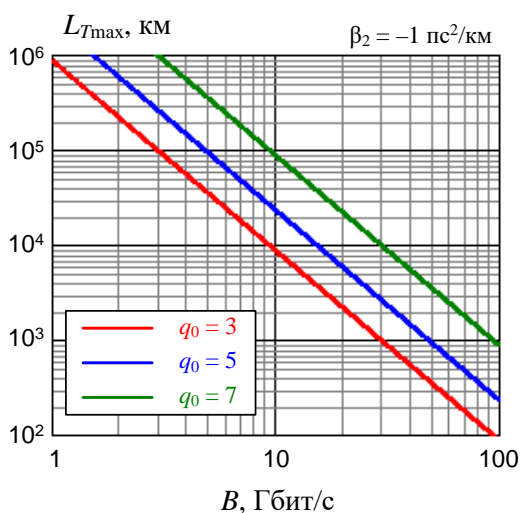


Рис. 7. Зависимость периода изменения взаимодействия двух солитонов от первоначального расстояния между ними

Выражение (19) обеспечивает достаточную точность при $q_0 > 3$ и может использоваться при проектировании солитонных ВОСС. Если величина



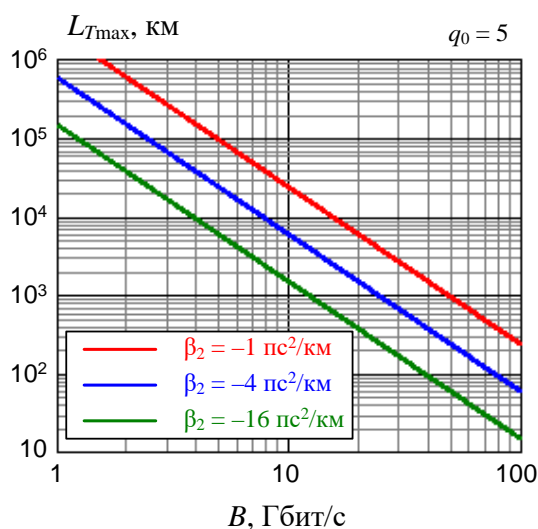
а)

$z_p \cdot L_D$ много больше длины линии передачи L_T , взаимодействием солитонов можно пренебречь, так как расстояние между солитонами будет лишь незначительно отклоняться от своего первоначального значения. При $q_0 = 6$ получим $z_p = 634$. Положив дисперсионную длину равной $L_D = 100$ км, получим, что $L_T \ll z_p \cdot L_D$ даже при $L_T = 10000$ км.

С учетом (2), (13) и (19) условие $L_T \ll z_p \cdot L_D$ можно записать в виде:

$$B^2 L_T << \frac{\pi \cdot \exp(q_0)}{8 \cdot q_0^2 \cdot |\beta_2|} \quad (20)$$

На рисунке 8 показаны рассчитанные по (20) зависимости максимальной длины солитонной линии, ограниченной взаимодействием соседних солитонов, от скорости передачи при различных q_0 и ДГС. Видно, что ограничения на длину солитонной линии существенны только при высоких скоростях передачи и малых относительных расстояниях между солитонами.



б)

Рис. 8. Зависимости максимальной длины солитонной линии от скорости передачи при различных нормированных начальных расстояниях между солитонами (а) и при различных значениях ДГС (б)

4. Моделирование процессов распространения импульсов секансной формы по оптическому волокну

Для подтверждения изложенной теории было проведено моделирование ВОСС со скоростью передачи $V = 10$ Гбит/с на основе оптического волокна со смещенной дисперсией длиной 200 км со следующими параметрами: $\beta_2 = -1.9$ пс²/км, $\alpha = 0$, $\gamma = 2.6$ (Вт·км)⁻¹.

На рисунке 9 представлены последовательности входных и выходных импульсов, имеющих параметры $q_0 = 5$, $T_0 = 11.3$ пс, $P_0 = 6$ мВт. Видно, что реализован режим распространения фундаменталь-

ных солитонов, т.к. длительности и амплитуды импульсов одинаковы. ХД полностью компенсируется фазовой самомодуляцией на всем протяжении оптического волокна.

Для полноты картины на рисунке 10 представлены последовательности входных и выходных импульсов при входной мощности $P_0 = 3$ мВт в два раза меньшей той, которая нужна для формирования фундаментального солитона. Видно, что преобладает ХД, выходной импульс расширился, а его амплитуда равная 1.7 мВт значительно меньше амплитуды входного импульса.

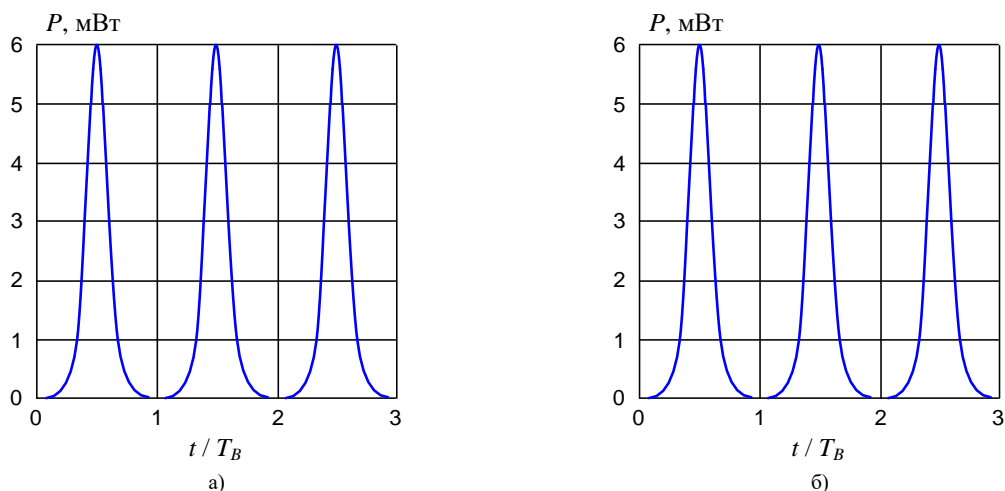


Рис. 9. Последовательности импульсов на входе (а) и выходе (б) оптического волокна в режиме распространения фундаментальных солитонов

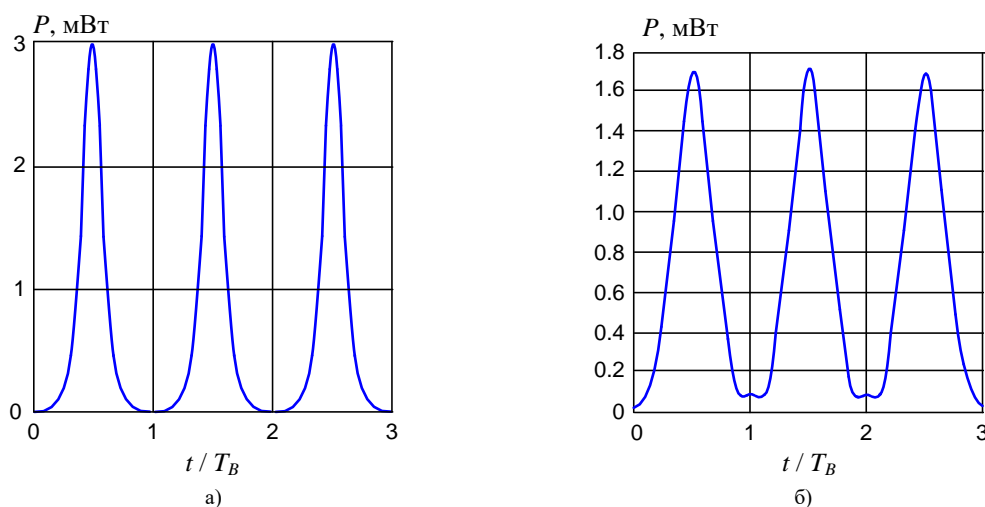


Рис. 10. Последовательности импульсов на входе (а) и выходе (б) оптического волокна, мощность которых в два раза меньше необходимой для формирования фундаментальных солитонов

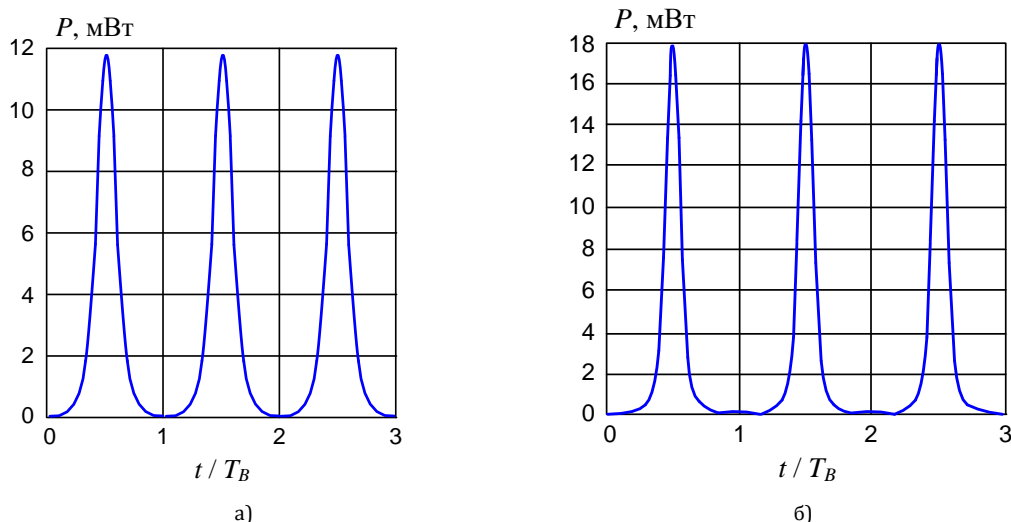


Рис. 11. Последовательности импульсов на входе (а) и выходе (б) оптического волокна, мощность которых в два раза больше необходимой для формирования фундаментальных солитонов.

На рисунке 11 представлены последовательности входных и выходных импульсов при входной мощности $P_0 = 12$ мВт в два раза большей той, которая нужна для формирования фундаментального

солитона. Видно, что преобладает фазовая самоодуляция, выходные импульсы сузились, а их амплитуда стала равной 18 мВт (значительно больше амплитуд входных импульсов, составляющих 12 мВт).

Заключение

Проведенный анализ показал, что:

– во-первых, в оптическом волокне с аномальной дисперсией (отрицательной ДГС) может быть сформирован солитонный импульс, сохраняющий или периодически восстанавливающий свою форму в процессе распространения по волокну; период изменения формы солитона увеличивается при возрастании его длительности и уменьшении ДГС волокна;

– во-вторых, для формирования солитона требуется специальная форма импульса и определенная пиковая мощность, однако высокая устойчивость солитона к возмущениям позволяет создать его, даже если форма импульса и пиковая мощность отклоняются от идеальных условий;

– и в-третьих, дальность связи солитонной линией L_{max} теоретически ограничивается фактом взаимодействия соседних солитонов при распространении по волокну, однако эти ограничения существенны только при высоких скоростях передачи и малых относительных расстояниях между солитонами.

Таким образом, можно утверждать, что использование солитонных линий позволяет обеспечить высокое качество связи на большие расстояния при сравнительно небольших мощностях источников излучения. В следующих частях будут рассмотрены проблемы, возникающие при учете потерь в оптических волокнах, и методы их решения. Авторы надеются, что данная публикация будет способствовать возрождению интереса к использованию оптических солитонов в телекоммуникациях.

Список используемых источников

1. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов: Пер. с англ. под ред. Н.Н. Розанова. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 648 с.
3. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 304 с.
4. Linn F. Mollenauer, James P. Gordon. Solitons in Optical Fibers: Fundamentals and Applications. Academic Press, 2006. 278 p.

* * *

PROPERTIES OF TEMPORARY OPTICAL SOLITONS IN OPTICAL FIBERS AND THE POSSIBILITY OF THEIR USE IN TELECOMMUNICATIONS. PART 1

E. Andreeva¹, M. Bylina¹, S. Glagolev¹, P. Chaimardanov¹

¹The Bonch-Bruевич State University of Telecommunications,
St. Petersburg, 193232, Russian Federation

Article info

Article in Russian

For citation: Andreeva E., Bylina M., Glagolev S., Chaimardanov P. Properties of Temporary Optical Solitons in Optical Fibers and the Possibility of their Use in Telecommunications. Part 1 // Proceedings of Telecommunication Universities. 2018. Vol. 4. Iss. 1. PP. 5–12.

Abstract: *In the first part of the paper, a theoretical justification is given for the existence and stability of solitons in an optical fiber without losses. The possibility of using solitons in optical communication systems is shown. The problems associated with the interaction of solitons are considered. The results of modeling the processes of soliton propagation along an optical fiber are presented. In the second and third parts, we will consider the conservation of soliton regime in an optical fiber by controlling losses and dispersion in the linear path of a fiber-optic communication system.*

Keywords: *optical soliton, temporary optical soliton, single-mode optical fiber, fiber optic communication system, group velocity dispersion, self-phase modulation.*