

01;07
©1995

ДИНАМИКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПАРЫ СОЛИТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ С ПОТЕРЯМИ

А.С.Шербаков, Е.И.Андреева

Распространение оптических солитонных импульсов в одномодовом волоконном световоде сопровождается рядом нелинейных эффектов. В пикосекундном диапазоне длительностей импульсов одним из таких эффектов является взаимодействие солитонов, в результате которого составленные в последовательность солитоны смещаются так, что возможно, например, слияние соседних импульсов. Поэтому представляет интерес определение начальных параметров и возможной длины распространения последовательности пикосекундных солитонов, при которых импульсы остаются вполне различимыми. Подобный анализ целесообразен и для оценки скорости передачи цифровой информации в волоконной линии связи, использующей пикосекундные оптические солитоны в качестве символьных импульсов.

Характер эволюции солитонных импульсов в волоконном световоде с потерями существенно зависит от величины параметра Γ , представляющего собой отношение дисперсионной длины z_d к длине проявления потерь. Известны солитонные решения нелинейного уравнения Шредингера с учетом потерь в приближениях $\Gamma \ll 1$ и $\Gamma > 1$, что соответствует фундаментальным солитонам [1] и импульсам с солитонным центром [2]. Качественное различие эволюции солитонных импульсов этих двух видов обуславливает и специфическое для каждого из них проявление эффекта взаимодействия. Точное описание взаимодействия фундаментальных солитонов получено лишь для случая пары импульсов методом обратной задачи рассеяния (ОЗР) [3,4]. Важно, что именно в случае пары синфазных фундаментальных солитонов равных амплитуд возникает наиболее жесткая оценка влияния взаимодействия на величину смещения импульсов, так как увеличение числа импульсов [5] или различие их начальных фаз [6] лишь смягчает ограничения, вносимые взаимодействием. Однако метод ОЗР не позволяет учесть оптические потери реального световода. Влияние потерь было учтено лишь при численном анализе этой задачи [7,8]. В то же время и взаимодействие пикосекундных импульсов с

солитонным центром моделировалось численно [9], а также изучалось экспериментально [10]. В настоящей работе получены приближенные соотношения, позволяющие аналитически рассчитывать вклад взаимодействия в характеристики распространения пар как фундаментальных солитонов, так и импульсов с солитонным центром первого порядка [11] в световоде с потерями при некотором ограничении на скважность импульсов в паре.

Динамика взаимодействия пары синфазных фундаментальных солитонов одинаковой амплитуды в световоде без потерь точно описывается выражением для их совокупной огибающей [3,4]

$$q(\xi, t) = \frac{(\eta_1^2 - \eta_2^2)[\eta_1 \operatorname{sech} \eta_1 t + \eta_2 \exp(i\psi) \cdot \operatorname{sech} \eta_2 t] \exp(i\eta_1^2 \frac{\xi}{2})}{\eta_1^2 + \eta_2^2 - 2\eta_1 \eta_2 (\operatorname{th} \eta_1 t \cdot \operatorname{th} \eta_2 t - \operatorname{sech} \eta_1 t \cdot \operatorname{sech} \eta_2 t \cdot \cos \psi)}, \quad (1)$$

которое при $\xi = 0$ соответствует двум импульсам длительностью $2\tau_0$, разделенным временным интервалом $2\tau_0 Q_0$. Здесь ξ — пространственная координата z , нормированная на z_d ; t — время, нормированное на τ_0 , в сопровождающей системе координат; Q_0 — исходная скважность импульсов, а параметры ОЗР имеют вид:

$$\eta_{1,2} = \sqrt{3 \operatorname{sech}^2 Q_0 + 1} \pm \operatorname{sech} Q_0; \quad (2)$$

$$\psi = 2zz_d^{-1} (\operatorname{sech} Q_0) \cdot \sqrt{3 \operatorname{sech}^2 Q_0 + 1}. \quad (3)$$

Величина ψ имеет смысл текущей разности фаз взаимодействующих импульсов. По мере распространения в световоде без потерь импульсы постепенно сближаются, что ведет к уменьшению текущей скважности Q . При $Q > 2$ из (1) можно получить [12,13] следующее соотношение:

$$Q = Q_0 + \ln \cos \left[2zz_d^{-1} \cdot \exp(-Q_0) \right]. \quad (4)$$

Кроме этого, из (1) следует, что сближение импульсов сопровождается ростом значения амплитуды огибающей в центре провала между импульсами:

$$|q(\xi, t = 0)| = q_{\min} = (\eta_1^2 - \eta_2^2) (\eta_1^2 + \eta_2^2 + 2\eta_1 \eta_2 \cos \psi)^{-\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

так что при $\psi = \pi$ происходит слияние в один импульс. Из (3) и (5) можно точно определить дальность распространения z_0 , при которой импульсы остаются различимыми по

заданному уровню q_{\min} . Однако, имея в виду использование формулы (4), ограничимся условием $Q > 2$ и получим из (3), (4) и (5) упрощенные соотношения

$$z_0 \simeq \frac{1}{4} z_d \cdot \exp Q_0 \cdot \arccos \left[32 q_{\min}^{-2} \cdot \exp(-2Q_0) - 1 \right], \quad (6)$$

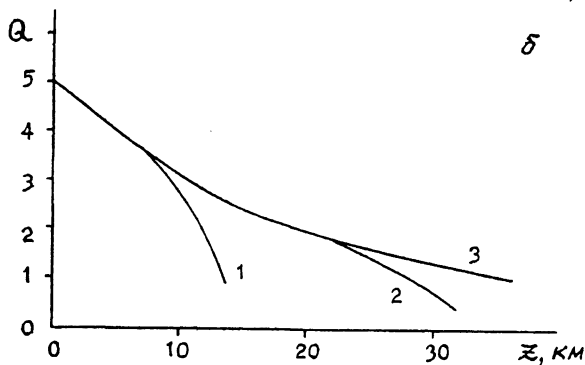
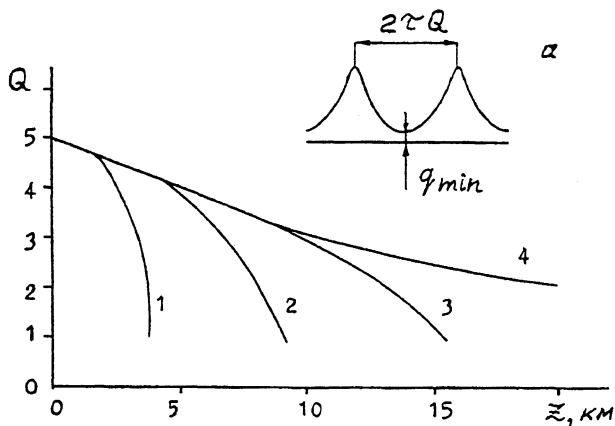
$$q_{\min} \simeq 4 \exp(-Q) = 4 \left\{ \exp Q_0 \cos \left[2z z_d^{-1} \cdot \exp(-Q_0) \right] \right\}^{-1}. \quad (7)$$

Эквивалентность задания ограничений по q_{\min} , ψ и Q обусловлена почти аддитивным характером наложения "хвостов" взаимодействующих импульсов в рамках решения (1) при $Q > 2$.

В реальном световоде на динамику распространения фундаментальных солитонов существенное влияние оказывают оптические потери. Для одиночного солитона наличие потерь γ ведет к уширению импульса по закону: $\tau = \tau_0 \exp(2\gamma z)$ [1]. При распространении пары фундаментальных солитонов потери приводят к уменьшению текущей скважности и увеличению дисперсионной длины. Из (4) и (7) видно, что эти факторы оказывают взаимно противоположное влияние на взаимодействие солитонов и что влияние уменьшения скважности превалирует, усиливая взаимодействие в световоде с потерями. В выбранном приближении $Q > 2$ вклад потерь во взаимодействие фундаментальных солитонов в паре может быть учтен в (4), (6) и (7) заменой z_d на $z_d \exp(4\gamma z)$ и Q_0 на $Q_0 \exp(-2\gamma z)$. Тогда, в частности, из (4) получаем

$$Q = Q_0 \exp(-2\gamma z) + \ln \cos \left\{ 2z z_d^{-1} \cdot \exp[-4\gamma z - Q_0 \exp(-2\gamma z)] \right\}. \quad (8)$$

На рисунке приведены соответствующие (8) примеры эволюции различных пар исходно синфазных фундаментальных солитонов в световодах с потерями. Видно, что выбор световода с меньшей дисперсией эквивалентен выбору больших исходных длительностей импульсов, при котором уменьшается влияние взаимодействия. Формула (8) позволяет оценивать параметры символьных импульсов в линии связи. Так, дальность передачи по световоду с потерями будет максимальной при высокой частоте следования взаимодействующих фундаментальных солитонов, если использовать наиболее короткие импульсы с высокой исходной скважностью, чтобы избежать потери символа вследствие взаимодействия солитонов. Так, при $\tau_0 = 1$ пс и $Q_0 = 20$ возможна передача цифровой информации на расстояние до 50 км по одномодовому световоду с дисперсией



Зависимости текущей скважности Q пары фундаментальных солитонов от длины распространения z в волоконных световодах с потерями 0.2 дБ/км и дисперсией 15 пс/нм·км (а) и 2 пс/нм·км (б): 1 — $\tau_0 = 1$, 2 — $\tau_0 = 2$, 3 — $\tau_0 = 3$, 4 — $\tau_0 = 4$ пс.

2 пс/нм·км и потерями 0.2 дБ/км. Следует отметить, что результаты расчетов параметров распространения пары взаимодействующих фундаментальных солитонов по формуле (8) совпадают с результатами численного моделирования [7,8].

Пикосекундные оптические импульсы с солитонным центром формируются в волоконном световоде с потерями при условии начального превышения a_0 их амплитудой амплитуды фундаментального солитона в таком же световоде без потерь. В случае $\Gamma > 1$ описание импульсов с солитонным центром получено при условии цикличности гранич-

ных условий с периодом длиной L , не превышающей z_d [2]. Если в [2] ограничиться приближением $0(\chi^2)$, то огибающая импульса с солитонным центром в смысле усредненных по периоду L параметров может быть представлена в виде

$$q(\xi, t) = a_0 \cdot \exp(-\Gamma\xi) \cdot \left[1 + iW(\xi)|V(\xi, t)|^2 \right] V(\xi, t), \quad (9)$$

где

$$a_0 = \left[\frac{2\Gamma\chi}{1 - \exp(-2\Gamma\chi)} \right]^{\frac{1}{2}};$$

$$W(\xi) = \frac{1}{2\Gamma} + \frac{\chi}{2} - \xi - \frac{\chi_{\exp(-2\Gamma\xi)}}{1 - \exp(-2\Gamma\chi)} \quad -$$

— осциллирующая функция с нулевым средним по периоду L ; $\chi = L \cdot z_d^{-1}$; $V(\xi, t)$ — солитонное решение нелинейного уравнения Шредингера без потерь. Будем использовать (9) на интервале $[0, L]$, соответствующем первому периоду. При этом для исследования влияния эффекта взаимодействия на эволюцию пары исходно синфазных импульсов с солитонным центром воспользуемся двухсолитонным решением (1) в качестве $V(\xi, t)$ в (9). Из (9) видно, что составляющая $W(\xi)$ не влияет на разность фаз ψ импульсов в паре, так что в указанном приближении возможно независимое друг от друга описание потерь и взаимодействия в терминах ψ , и оказывается справедливым соотношение (3). Из (9) следует также, что уровень провала q_{\min} между импульсами является теперь функцией параметров Γ и χ , и, следовательно, для оценки влияния взаимодействия в выбранном приближении целесообразно использовать критерий по величине ψ . С этой целью, с одной стороны, из (3) можно выразить расстояние z_c , на котором импульсы остаются различными, через заданное значение ψ_c при $Q_0 > 2$:

$$z_c = \frac{1}{4} z_d \cdot \psi_c \cdot \exp Q_0. \quad (10)$$

С другой стороны, учитывая особенности эволюции импульсов с солитонным центром, длительность которых лишь в начале и в конце периода L равна $2\tau_D$ [14], для оценки выходной скважности в конце периода можно воспользоваться соотношением (4) в виде

$$Q(L) = Q_0 + \ln \cos \frac{\psi(L)}{2}. \quad (11)$$

Для случая максимальной длины распространения $z_c = L = z_d$ из (10) следует, что $\psi_{\max} = 4e^{-Q_0}$. Отсюда

при $Q_0 > 2$ имеем $\psi_{\text{сmax}} < \frac{\pi}{5}$ и, используя далее (11), получим $Q_0 - Q(L) < 0.05$. Следовательно, при $Q_0 > 2$ влияние взаимодействия на эволюцию пары исходно синфазных импульсов с солитонным центром первого порядка при $L < z_d$ оказывается весьма незначительным, что согласуется с результатами численного моделирования [9] и экспериментальными данными [10]. Если теперь коснуться применения пикосекундных оптических импульсов с солитонным центром в волоконных линиях связи, то в световоде с дисперсией 2 пс/нм·км и потерями 0.2 дБ/км можно ожидать распространения символьных импульсов длительностью 50 пс при $Q_0 > 2$ на расстояние свыше 200 км без заметного влияния эффекта взаимодействия.

Таким образом, полученные приближенные соотношения описывают влияние эффекта взаимодействия на динамику распространения пары пикосекундных оптических солитонных импульсов при $Q > 2$ в волоконном световоде с потерями. Правомерность сделанных приближений иллюстрируется хорошим соответствием представленных аналитических результатов с результатами точного численного моделирования и экспериментальными данными. Полученные соотношения позволяют также дать оценку снизу достижимых значений некоторых рабочих характеристик солитонных волоконно-оптических линий связи.

Список литературы

- [1] Hasegawa A., Kodama Y. // Proc. IEEE. 1981. V. 69. N 9. P. 1145-1150.
- [2] Hasegawa A., Kodama Y. // Opt. Lett. 1990. V. 15. N 24. P. 1443-1445.
- [3] Chu P.L., Desem C. // Electron.Lett. 1985. V. 21. N 24. P. 1133-1134.
- [4] Desem C., Chu P.L. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 5. P. 349-351.
- [5] Uzunov I.M., Mitev V.M., Kovachev L.M. // Opt. Commun. 1989. V. 70. N 5. P. 389-392.
- [6] Anderson D., Lisak M. // Opt. Lett. 1986. V. 11. N 3. P. 174-176.
- [7] Blow K.J., Doran N.J. // Electron. Lett. 1983. V. 19. N 11. P. 429-430.
- [8] Shiojiri E., Fujii Y. // Appl. Opt. 1985. V. 24. N 3. P. 358-360.
- [9] Georges T. // Opt. Commun. 1991. V. 85. N 2-3. P. 195-201.
- [10] Mollenauer L.F., Neubelt M.J., Evangelides S.J. et al. // Opt. Lett. 1990. V. 15. N 21. P. 1203-1205.
- [11] Щербakov A.C., Андреева E.И. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 21. С. 44-49.
- [12] Gordon J.P. // Opt. Lett. 1983. V. 8. N 11. P. 596-598.
- [13] Mitschke F.M., Mollenauer L.F. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 5. P. 355-357.
- [14] Kubota H., Nakazawa M. // J. Quant. Electron. 1990. V. 26. N 4. P. 692-700.

Санкт-Петербургский
государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
28 декабря 1994 г.