УДК 681.372.826

ОБМЕЖЕННЯ ПРИ СТВОРЕННІ СОЛІТОННИХ ЛІНІЙ ЗВ'ЯЗКУ

Власов О. М., Бондаренко О.В.
(Державний університет інформаційно-комунікаційних технологій)

У роботі обговорюється аналіз солітонного режиму поширення оптичних імпульсів, з врахуванням втрат у світловоді та існування частотної модуляції в первісному імпульсі, за допомогою модифікації нелінійного рівняння Шредінгера і його розв'язання методом оберненої задачі розсіювання.

Вступ. Роботу високошвидкісних ліній зв'язку, звичайно, обмежено впливом дисперсії групових швидкостей, через який імпульс уширюється, втрачаючи енергію в бітовому проміжку. Оскільки солітони можуть зберігати свою форму завдяки балансові між нелінійними й дисперсійними ефектами, їхнє використання могло б поліпшити роботу таких систем зв'язку. Хоча використовувати солітони для оптичного зв'язку було запропоновано ще в 1973 р. [1], тільки після експериментального спостереження оптичних солітонів у 1980 р. [2] ця ідея привернула широку увагу. Однак, перш ніж створювати солітонні лінії зв'язку, необхідно розглянути ефекти, здатні накласти обмеження на конструкцію подібних систем. Найбільш важливими з них є: 1) втрати у світловоді, 2) наявність частотної модуляції в початковому імпульсі.

Втрати у світловоді. Оскільки солітон існує завдяки балансові нелінійних і дисперсійних ефектів, для того щоб зберегти солітонні властивості імпульсу, необхідно підтримувати його пікову потужність. Тобто втрати у світловоді шкідливі, тому що через них пікова потужність експоненціальне убуває по довжині світловода. У результаті тривалість фундаментального солітону також зростає при поширенні. Для аналізу солітонного режиму поширення використовують нелінійне рівняння Шредингера [3]:

$$i\frac{\partial A}{\partial z}=\frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}-\gamma|A|^2\cdot A\,, \tag{1}$$

де $A(z,t)$ – амплітуда обвідний хвильового пакета; β_2 – параметр що характеризує дисперсію групової швидкості; γ – нелінійний коефіцієнт $\gamma=n_2\omega_0/cA_{ef}$, пов'язаний з нелінійним показником заломлення (n_2) і ефективною площиною моди (A_{ef});

Рівняння (1) не враховує втрат у світловоді. Математично втрати у світловоді можна врахувати, включивши додатковий член, який буде описувати загасання, у рівняння (1), так що воно приймає форму рівняння поширення оптичних імпульсів. Крім того, якщо використати безрозмірну амплітуду $u(\xi,\tau)$ [4], рівняння (1) прийме вид:

$$i\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{\partial^2 u}{2\partial\tau^2}+|u|^2u=-i\Gamma u\,, \tag{2}$$

де $\xi=Z/L_D$ та $\tau=T/T_0$ нормовані значення довжини і часу; L_D – дисперсійна довжина ($L_D=T_0^2/|\beta_2|$), T_0 – тривалість початкового імпульсу;

Параметр Г можна визначити як:

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2} L_D = \frac{\alpha}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \qquad (3)$$

де α – оптичні втрати у світловоді.

Рівняння (2) можна вирішити, використовуючи метод оберненої задачі розсіювання (ОЗР), якщо розглядати параметр Г як мале збурювання [5]. Для початкового імпульсу у формі $u(0,\tau) = \mathrm{sech}(\tau)$ наближене в першому порядку по Г рішення має вид [6]:

$$u(\xi,\tau) = u_1 \,\mathrm{sech}(u_1\tau) \exp(i\sigma), \qquad (4)$$

де

$$u_1 = \exp(-2\Gamma\xi), \qquad (5)$$

$$\sigma = \frac{1}{8\Gamma}[1 - \exp(-4\Gamma\xi)]. \qquad (6)$$

Як і слід очікувати, збурене розв'язання (4) зводиться до незбуреного [4] при Г=0. Якщо записати $u_1\tau$ як T/T_1 і використовувати умову $\tau = T/T_0$, то можна одержати вираз для залежності тривалості імпульсу T_1 від довжини світловода:

$$T_1 = T_0 \exp(2\Gamma\xi) = T_0 \exp(\alpha z). \qquad (7)$$

Але, не слід очікувати, що експонентне збільшення тривалості фундаментального солітону по z, має місце для довільно великих відстаней. Це можна побачити, досліджуючи рівняння, що пророкує лінійне збільшення тривалості по z в тому випадку коли нелінійними ефектами можна зневажити. Числове рішення рівняння (2) показує , що збурене рішення (4) є досить точним тільки для тих значень z, для яких виконується умова $\alpha z \ll 1$. На рис. 1. зображений коефіцієнт розширення T_1/T_0 як функція від ξ у випадку, коли фундаментальний солітон збуджений у світловоді з втратами Г=0,035.

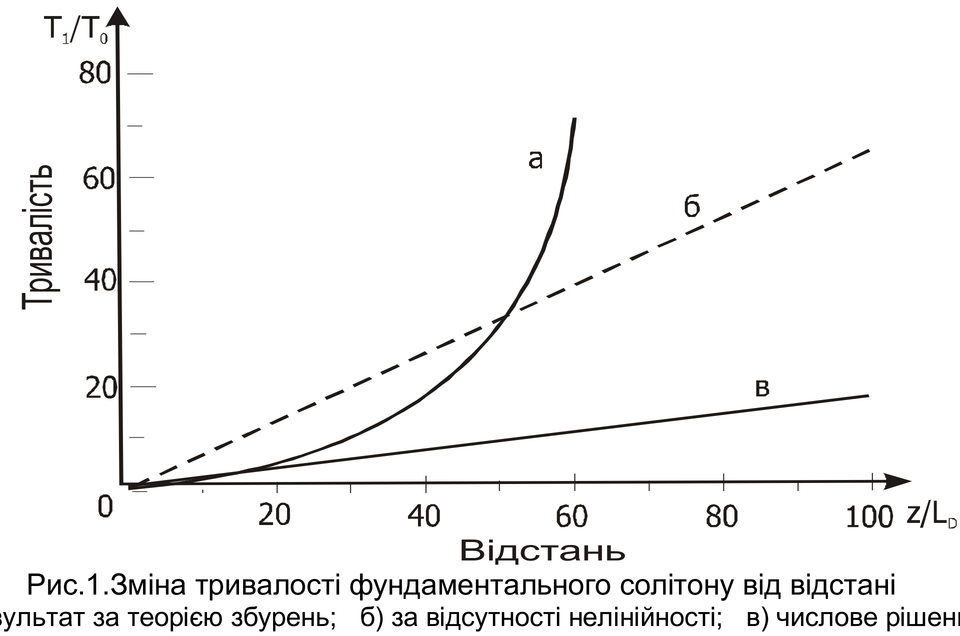

Рис.1.Зміна тривалості фундаментального солітону від відстані
а) результат за теорією збурень; б) за відсутності нелінійності; в) числове рішення.

Результат теорії збурювань справедливий аж до $\Gamma\xi \simeq 0{,}7$. В асимптотиці ($\xi \gg 1$) тривалість імпульсу збільшується пропорційно більш повільно, чим у лінійному середовищі . Схоже поводження спостерігається й у солітонів вищих порядків. Але, з їхній тривалістю відбувається декілька коливань, перш ніж вона починає монотонно рости. Цей факт можна зрозуміти, якщо згадати про періодичність еволюції солітонів вищих порядків.

Частотна модуляція. В ідеальної солітонної лінії зв'язку початковий імпульс у світловоді повинний бути без частотної модуляції, мати форму гіперболічного секанса, його пікова потужність повинна бути така, що порядок солітону який характеризується кількістю полюсів $N = 1$. На практиці імпульси будуть відрізнятися від ідеального випадку, необхідного для формування фундаментального солітону, тому потрібно визначити припустимий рівень відмінності. Відмінності від точної форми й точного значення енергії були розглянуті в [4] де було показано, що ці ефекти мають мінімальний вплив на формування солітону, поки N знаходиться в межах 0,5-1,5. Частотна модуляція початкового імпульсу може виявитися шкідливою хоча б тому що, накладаючи на частотну модуляцію, обумовленою фазовою самомодуляцією (ФСМ), вона може порушити точний баланс між дисперсійними й нелінійними ефектами, необхідний для існування солітонів.

Можна досліджувати, як діє початкова частотна модуляція, чисельно вирішуючи нелінійне рівняння Шредингера при початковій амплітуді:

$$u(0,\tau) = N\mathrm{sech}(\tau)\exp(-iC\tau^2/2). \tag{8}$$

де С – параметр частотної модуляції.

Квадратична зміна фази відповідає лінійній частотній модуляції. Для додатних значень *C* оптична частота наростає з часом.

На рис. 2. приведена розрахункова динаміка фундаментального солітону (N=1) у випадку щодо невеликої частотної модуляції С=0,5. Спочатку імпульс стискується, головним чином, через додатну частотну модуляцію, початковий стиск відбувається навіть при відсутності нелінійних ефектів. Далі імпульс розширюється, але, зрештою, він стискується другий раз; при цьому за головним піком утвориться другий, менш інтенсивний і поступово віддаляється від основного. Головний пік перетвориться в солітон на відстанях $\xi > 15$. Схоже поводження має місце й для від'ємних значень С. Передбачається, що солітони формуються при малих значеннях $|C|$, оскільки вони звичайно, стабільні до слабких збурювань. Однак солітон може зруйнуватися, якщо |C| перевищує деяку критичну величину $C_{кр}$. У випадку N=1 солітон, зображений на рис. 2., не утвориться, якщо збільшити С від 0,5 до 2.

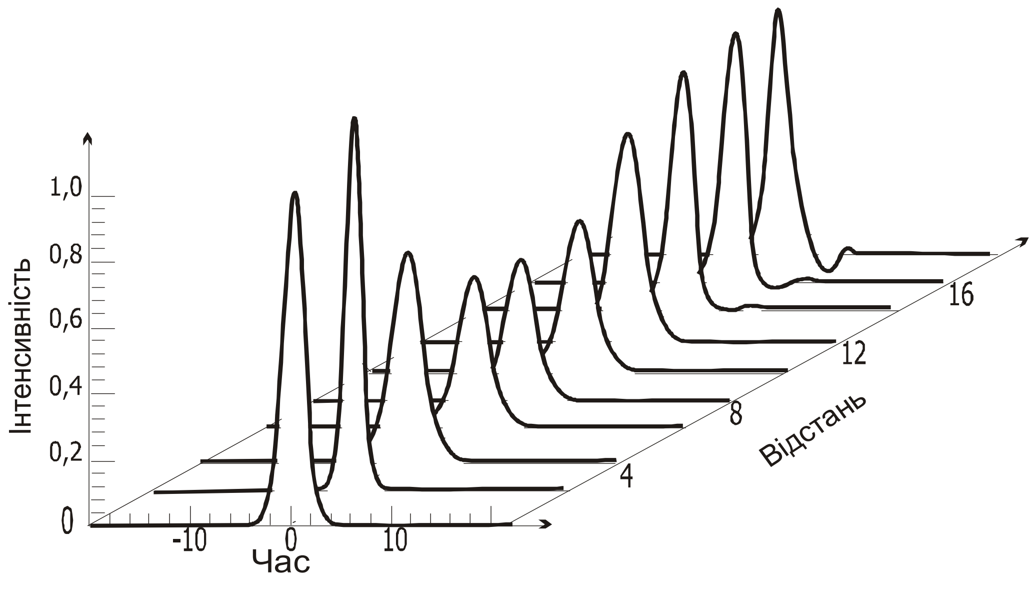

Рис.2. Формування солитону при наявності початкової частотної модуляції

Критичне значення параметра частотної модуляції може бути отримано, якщо скористатися методом ОЗР. У методі ОЗР пряма задача, розсіювання пов’язана з рівнянням Шредингера зводиться до вирішення системи із двох рівнянь і одержання власного значення ζ, яке також як, і N характеризує порядок солітону. Солітони існують доти, поки мнима частина ζ позитивна. Критичне значення залежить від N, виявилося, що у випадку $N = 1$ $C_{кр} \simeq 1{,}64$. Воно також залежить від виду фазового коефіцієнта в умові (8) .

Що ж стосується систем зв'язку, то тут початкову частотну модуляцію варто зменшити, наскільки це можливо. Зробити це необхідно тому, що, хоча частотна модуляція й не приносить шкоди при $|C| < C_{кр}$, частина енергії губиться в дисперсійному “хвості” під час формування солітону. Наприклад, тільки 83% початкової енергії перетвориться в солітон у випадку C=0,5 (рис.2.), і ця частка зменшується до 62% при C=0,8.

Висновки. Розглянуто поширення солітонів з урахуванням втрат у світловоді, шляхом включення додаткового члена, який буде описувати загасання, у нелінійне рівняння Шредингера, так що воно приймає форму рівняння поширення оптичних імпульсів. Числові розрахунки рівняння показують що рішення за теорією збурень є досить точним тільки для тих значень z, для яких виконується умова $\alpha z << 1$. В асимптотиці ($\xi >> 1$) тривалість імпульсу збільшується пропорційно більш повільно, чим у лінійному середовищі. У солітонів вищих порядків, з їхній тривалістю відбувається декілька коливань, перш ніж вона починає монотонно рости, що підтверджує періодичність еволюції солітонів вищих порядків.

Досліджено що частотна модуляція початкового імпульсу може виявитися шкідливої, хоча б тому що, накладаючи на частотну модуляцію, ФСМ, вона може порушити точний баланс між дисперсійними й нелінійними ефектами, необхідний для існування солітонів. Що ж стосується систем зв'язку, то тут початкову частотну модуляцію варто зменшити, наскільки це можливо. Зробити це необхідно тому, що, хоча частотна модуляція й не приносить шкоди при $|C| < C_{кр}$, частина енергії губиться в дисперсійному «хвості» під час формування солітону.

Література

1.Hasegava A., Tappert F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers I: anomalous dispersion // Appl. Phys. Lett. – 1973. – 23,№ 3. – P. 142–144.

2. Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers // Phys. Rev. Lett. –1980. – 45,№13. – P. 1095–1098.

3. Захаров В.Е., Шабат А.Б. Метод обратной задачи для солітонів // ЖЭТФ. – 1971. – С.118–132.

4. Власов О.М. Поширення солітонів вищих порядків по волоконних світловодах // Зв’язок. – 2006. – №6. – С. 45–48.