

УДК 681.7.068.4

О. М. ВЛАСОВ, доктор техн. наук, професор,
Державний університет телекомунікацій, Київ**СТВОРЕННЯ ВИСОКОШВИДКІСНИХ СОЛІТОННИХ ЛІНІЙ ЗВ'ЯЗКУ**

Розглянуто особливості створення солітонних ліній зв'язку та досліджено вплив на їхні параметри таких явищ, як втрати у світловоді, присутність частотної модуляції в початковому імпульсі та взаємодія сусідніх імпульсів. Висвітлено деякі питання конструювання реальних солітонних ліній зв'язку.

Ключові слова: солітонні лінії зв'язку; світловід; частотна модуляція; дисперсійні ефекти; рівняння Шредінгера; дисперсія групової швидкості; показник заломлення.

Вступ

Робота високошвидкісних ліній зв'язку завжди зазнає обмежень під впливом дисперсії групових швидкостей, через яку імпульс розширюється, втрачаючи енергію в бітовому проміжку. З огляду на те, що солітони завдяки балансу між нелінійними та дисперсійними ефектами здатні зберігати свою форму, їх використання могло б поліпшити роботу оптичних систем зв'язку. Хоча застосовувати солітони для оптичного зв'язку було запропоновано ще 1973 року [1], тільки після експериментального спостереження оптичних солітонів, здійсненого в 1980-му [2], ця ідея привернула широку увагу. Утім перш ніж створювати солітонні лінії зв'язку, необхідно розглянути ефекти, здатні накласти обмеження на конструкцію таких систем. До найважливіших із них належать *втрати у світловоді; наявність частотної модуляції в початковому імпульсі; взаємодія сусідніх імпульсів*. Розглянемо кожний із цих ефектів докладно.

Втрати у світловоді

Оскільки солітон існує завдяки балансу нелінійних і дисперсійних ефектів, то для збереження солітонних властивостей імпульсу необхідно підтримувати його пікову потужність. Вочевидь, втрати у світловоді шкідливі, бо через них пікова потужність експоненціально спадає по довжині світловоду. У результаті тривалість фундаментального (в якого порядок $N = 1$) солітону при поширенні зростає. Для аналізу солітонного режиму поширення використовують нелінійне рівняння Шредінгера [3]:

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

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

Рівняння (1) не враховує втрат у світловоді. Математично втрати у світловоді можна врахувати, включивши додатковий член, який описуватиме загасання в рівнянні (1) у такий спосіб, аби воно набрало форми рівняння поширення оптичних імпульсів. Окрім того, використавши безрозмірну

амплітуду $u(\xi, \tau)$ [4], запишемо рівняння (1) у вигляді

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

де $\xi = Z/L_D$ і $\tau = T/T_0$ нормовані значення відповідно довжини і часу; L_D — дисперсійна довжина, $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$; T_0 — тривалість початкового імпульсу.

Параметр Γ можна визначити як

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

де α — оптичні втрати у світловоді.

Рівняння (2) можна розв'язати, скориставшись методом *оберненої задачі розсіювання* (ОЗР), якщо розглядати Γ як мале збурення [5]. Для початкового імпульсу, поданого у вигляді $u(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$, наближений у першому порядку за Γ розв'язок має вигляд [6]

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

де

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

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

Як і слід було очікувати, збурений розв'язок (4) зводиться до незбуреного [4] при $\Gamma = 0$. Якщо записати $u_1 \tau$ як T/T_1 і взяти до уваги умову $\tau = T/T_0$, то можна дістати вираз для залежності тривалості імпульсу T_1 від довжини світловоду:

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

Але слід наголосити, що експоненціальне збільшення тривалості фундаментального солітону за z не має місця для всіх як завгодно великих відстаней. Це можна побачити, дослідивши відоме рівняння [7], згідно з яким лінійне збільшення тривалості солітону за змінною z відбуватиметься в тому разі, коли нелінійними ефектами можна знехтувати. Чисельне розв'язання рівняння (2) показує, що збурений розв'язок (4) досить точний тільки для тих значень z , для яких виконується умова $\alpha z \ll 1$.

Графіки, що характеризують залежність коефіцієнта розширення T/T_0 від ξ в тому разі, коли маємо фундаментальний солітон, збуджений у світловоді з втратами $\Gamma = 0,035$, наведено на рис. 1.

© О. М. Власов, 2017

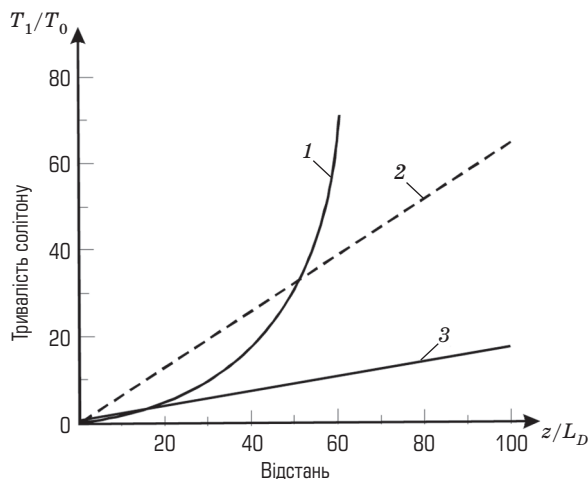


Рис. 1. Залежність тривалості фундаментального солітону від відстані: 1 — згідно з теорією збурень; 2 — за відсутності нелінійності; 3 — результат розрахунків чисельним методом

Результат за теорією збурень справджується аж до $\Gamma\xi \approx 0,7$. В асимптотиці ($\xi \gg 1$) тривалість імпульсу збільшується (у відповідній пропорції) повільніше, ніж це відбувається за лінійним законом.

Схоже поведіння спостерігається й у солітонів вищих порядків. Але їхня тривалість зазнає кількох коливань, перш ніж починає монотонно зростати. Цей факт можна пояснити, пригадавши періодичність еволюції солітонів вищих порядків.

Частотна модуляція

У разі ідеальної солітонної лінії зв'язку початковий імпульс у світловоді не зазнає частотної модуляції і має форму гіперболічного секанса. При цьому його пікова потужність має бути такою, щоб порядок N солітону (кількість його полюсів) задовольняв умову $N = 1$. На практиці імпульси відмінні від описаних в ідеальному випадку, необхідному для формування фундаментального солітону. Вочевидь, потрібно визначити припустимий рівень такої відмінності.

Зауважимо, що питання стосовно відмінності від точної форми та точного значення енергії розглянуто в [4], де показано, що ці ефекти мають мінімальний вплив на формування солітону доти, доки N задовольняє такі нерівності: $0,5 \leq N \leq 1,5$.

Частотна модуляція початкового імпульсу може бути шкідливою хоча б тому, що в поєднанні з частотною модуляцією, зумовленою явищем *фазової самомодуляції* (ФСМ), вона може порушити точний баланс між дисперсійними та нелінійними ефектами, необхідний для існування солітонів.

Можна досліджувати, як діє початкова частотна модуляція, чисельно розв'язуючи нелінійне рівняння Шредінгера при початковій амплітуді

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

де C — параметр частотної модуляції.

Квадратична зміна фази відповідає лінійній частотній модуляції, такої що оптична частота з часом зростає (додатна частотна модуляція) для додатних значень C . Розрахункову динаміку фундаментального солітону ($N = 1$) у разі невеликої частотної модуляції ($C = 0,5$) ілюструє рис. 2. Спочатку імпульс стискається (головним чином, через додатну частотну модуляцію), причому таке стиснення відбувається навіть за відсутності нелінійних ефектів. Далі імпульс розширюється, але зрештою він знову стискається. Як бачимо, за головним піком утворюється інший, менш інтенсивний, поступово віддаляючись від головного.

Головний пік перетвориться в солітон на відстані $\xi > 15$. Схоже поведіння має місце й для від'ємних значень C . Передбачається, що солітони формуються при малих значеннях $|C|$, оскільки вони, як правило, стійкі до слабких збурень. Проте солітон може зруйнуватися, якщо $|C|$ перевищить деяке критичне значення $C_{кр}$. Наприклад, при $N = 1$ солітон, зображений на рис. 2, не утвориться, якщо збільшити C від 0,5 до 2.

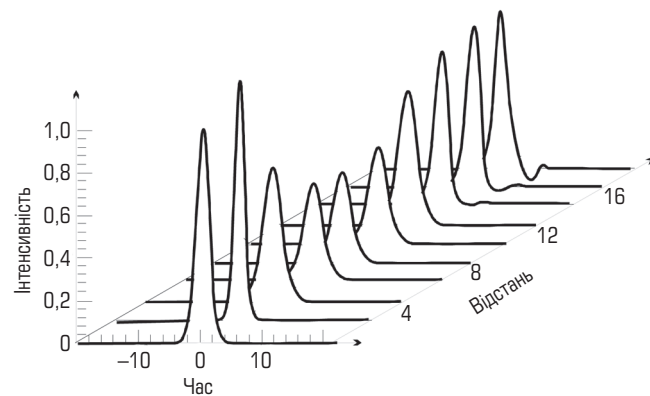


Рис. 2. Формування солітону за наявності початкової лінійної частотної модуляції

Критичне значення параметра C частотної модуляції можна знайти, скориставшись методом ОЗР. У методі ОЗР пряма задача розсіювання, пов'язана з рівнянням Шредінгера, зводиться до розв'язання системи із двох рівнянь і відшукування власного значення ζ , що так само як і N , характеризує порядок солітону. Солітони існують доти, доки уявна частина ζ додатна. Критичне значення $C_{кр}$ залежить від N , причому з'ясувалося, що при $N = 1$ значення $C_{кр} \approx 1,64$. Воно також залежить від виду фазового коефіцієнта в умові (8).

Що ж до систем зв'язку, то тут початкову частотну модуляцію необхідно зменшити настільки, наскільки це можливо. Річ у тім, що хоча частотна модуляція й не завдає шкоди при $|C| < C_{кр}$, усе ж частина енергії втрачається в дисперсійному «хвості» під час формування солітону. Наприклад, тільки 83% початкової енергії перетворюється в солітон при $C = 0,5$ (див. рис. 2), і ця частка зменшується до 62% при $C = 0,8$.

Взаємодія солітонів

Інтервал часу T_B між сусідніми інформаційними бітами або імпульсами визначає швидкість B передавання інформації в системі зв'язку ($B = 1/T_B$). Тому необхідно визначити, наскільки близько два солітони можуть перебувати один біля одного, щоб між ними не сталася взаємодія. Та сама нелінійність, яка необхідна для існування солітону, призводить до взаємодії між сусідніми солітонами. Амплітуда пари солітонів на вході у світловод може бути записана в безрозмірному вигляді:

$$u(0, \tau) = \operatorname{sech}(\tau - q_0) + r \operatorname{sech}[r(\tau + q_0)] e^{i\theta}, \quad (9)$$

де r — відносна амплітуда; θ — відносна фаза; q_0 — початкова відстань між солітонами, пов'язана зі швидкістю передавання інформації співвідношенням

$$B = \frac{1}{2q_0 T_0}. \quad (10)$$

Можна досліджувати взаємодію солітонів, чисельно розв'язуючи нелінійне рівняння Шредінгера стандартної форми

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (11)$$

при початкових умовах, заданих (9).

Проте для розкриття фізичного змісту є сенс скористатися методом ОЗР, згідно з яким пряму задачу розсіювання, пов'язану з рівнянням (11), можна звести до системи [3]

$$\begin{cases} \frac{\partial v_1}{\partial \tau} + i \zeta v_1 = u v_2, \\ \frac{\partial v_2}{\partial \tau} - i \zeta v_2 = -u^* v_1, \end{cases} \quad (12)$$

де v_1 і v_2 — амплітуди хвиль, розсіяних на потенціалі $u(\xi, \tau)$; ζ — власне значення.

Рівняння (12) використовують для того, щоб за даної початкової умови $u(0, \tau)$ у вигляді (9) дістати початкові дані розсіювання. Пряма задача розсіювання характеризується коефіцієнтом відбиття $r(\zeta)$, який відіграє роль, аналогічну ролі коефіцієнта Фур'є у фур'є-аналізі. Він також означає існування зв'язаних станів, які відповідають полюсам $r(\zeta)$ на комплексній ζ -площині. Таким чином, початкові дані розсіювання складаються з коефіцієнта відбиття $r(\zeta)$, комплексних полюсів ζ_j та їхніх різниць c_j , де $j = 1, \dots, N$, якщо існує N таких полюсів. Параметр N не обов'язково є ціле число, але таке позначення використовується для кількості полюсів, аби підкреслити, що цілі значення визначають їх кількість.

Динаміку даних розсіювання по довжині світловоду дістанемо з (12), використовуючи добре відомі методи. Такі дослідження показують, що взаємодія залежить не тільки від відстані q_0 між солітонами, а й від відносної фази θ і відносної амплітуди r .

Для частинного випадку $\theta = 0$, $r = 1$, $q_0 \gg 1$ відстань q між солітонами на трасі поширення ξ визначається так:

$$\exp[2(q - q_0)] = \frac{1}{2} [1 + \cos(4\xi e^{-q_0})]. \quad (13)$$

Із цього співвідношення випливає, що значення $q(\xi)$ періодично змінюються по довжині світловоду з періодом

$$\xi_p = \frac{\pi}{2} \exp(q_0). \quad (14)$$

Теорія збурень приводить до такого самого результату. Більш точний вираз справджується для довільних значень q_0 :

$$\xi_p = \frac{\pi \sinh(2q_0) \cosh(q_0)}{2q_0 + \sinh(2q_0)}. \quad (15)$$

Співвідношення (14) достатньо точно при $q_0 \geq 3$, що також вдалося встановити чисельно. Розрахункову динаміку взаємодії, що демонструє періодичний колапс пари солітонів при $q_0 = 3, 5$, $\theta = 0$ і $r = 1$, унаочнює рис. 3.

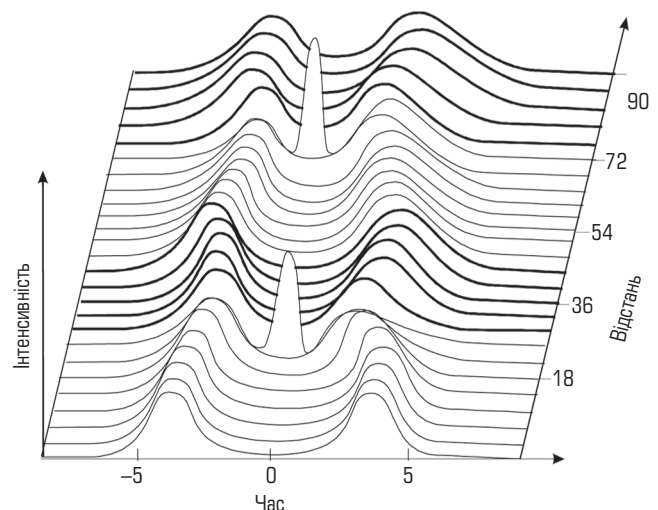


Рис. 3. Періодичний колапс пари солітонів

Періодичний колапс сусідніх солітонів небажаний із погляду системи зв'язку. Можна розв'язати цю проблему, збільшивши відстань між солітонами так, що $z_p \gg L_T$ (L_T — відстань, на яку передається інформація; z_p — відстань, на якій відбувається колапс, $z_p = z_0 \exp(q_0)$; z_0 — період солітону), а далі, скориставшись визначеннями $\xi = z/L_D$ і $L_D = T_0^2/|\beta_2|$, можна записати:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (16)$$

Оскільки $z_p/z_0 \approx 22000$ при $q_0 = 10$, то така відстань більш ніж достатня для майже всіх систем зв'язку. Швидкість передавання інформації в цьому разі обмежена рівнянням (10), але може досягати 45 Гбіт/с, якщо використовувати для передавання інформації 2-пікосекундні солітони.

Висновки

◆ Розглянуто поширення солітонів з урахуванням втрат у світловоді завдяки включенню в нелінійне рівняння Шредінгера додаткового члена, який буде описувати загасання. Зрештою зазначене рівняння набирає форми рівняння поширення оптичних імпульсів.

Числові розрахунки зазначеного рівняння показують, що розв'язок за теорією збурень достатньо точний тільки для тих значень z , для яких виконується умова $\alpha z \ll 1$. В асимптотиці ($\xi \gg 1$) тривалість імпульсу збільшується пропорційно повільніше, ніж у лінійному середовищі. У солітонів вищих порядків з їхньою тривалістю відбувається кілька коливань, перш ніж вона починає монотонно зростати. Цим самим підтверджується періодичність еволюції солітонів вищих порядків.

◆ Як було встановлено, частотна модуляція початкового імпульсу може виявитися шкідливою хоча б тому що, накладаючись на частотну модуляцію ФСМ, вона може порушити точний баланс між дисперсійними та нелінійними ефектами, необхідний для існування солітонів. Що ж до систем зв'язку, то тут початкову частотну модуляцію необхідно зменшити настільки, наскільки це можливо. Річ у тім, що хоча частотна модуляція й не завдає шкоди при $|C| < C_{кр}$, усе ж частина енергії втрачається в дисперсійному «хвості» під час формування солітону.

◆ Дослідження показали, що інтервал часу між сусідніми імпульсами залежить не тільки від відстані між ними, а й від відносної фази та відносної амплітуди. За певного вибору цих параметрів може статися періодичний колапс пари солітонів, небажаний із погляду системи зв'язку. Можна розв'язати цю проблему за рахунок не тільки

збільшення відстані між солітонами (що призводить до зниження швидкості передавання інформації), а й зменшення її. Для цього слід забезпечити, аби відносна фаза не дорівнювала нулю. Тоді фактично сила притягання стає силою відштовхування, і вже солітони віддаляються один від одного навіть при відносно малому значенні θ .

Список використаної літератури

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

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

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

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

5. Satsuma, J. Initial value problems of one-dimension self-modulation of nonlinear wave in dispersive media / J. Satsuma, N. Yajima // *Progr. Theor. Phys.*— 1974.— № 55.— Р. 284–306.

6. Hasegawa, A. Amplification and reshaping of optical solitons in a glass fiber / A. Hasegawa, Y. Kodama // *Opt. Lett.*— 1982.— Т. 7, № 6.— Р. 285–287.

7. Власов, О. М. Дослідження дисперсійних ефектів вищого порядку, що супроводжують поширення ультракоротких оптичних імпульсів / О. М. Власов // *Зв'язок.*— 2005.— № 3.— С. 39–44.

Рецензент: доктор техн. наук, професор А. І. Семенко, Державний університет телекомунікацій, Київ.

О. М. Власов

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ СОЛИТОННЫХ ЛИНИЙ СВЯЗИ

Рассмотрены особенности создания солитонных линий связи и исследовано влияние на их параметры таких явлений, как потери в световоде, присутствие частотной модуляции в первичном импульсе, а также взаимодействие соседних импульсов. Освещены некоторые вопросы конструирования реальных солитонных линий связи.

Ключевые слова: солитонные линии связи; световод; частотная модуляция; дисперсионные эффекты; уравнение Шредингера; дисперсия групповой скорости; показатель преломления.

O. M. Vlasov

HIGH-SPEED SOLITARY WAVE TELECOMMUNICATION LINES DEVELOPMENT

The paper presents peculiarities of soliton telecommunication lines creating and describes influence to their parameters such factors as optical waveguide losses, frequency modulation in first impulse and neighbouring impulses integration. Certain problems with practicable soliton lines constructing are elucidated.

Keywords: soliton telecommunication lines; optical waveguide; frequency modulation; dispersion effects; Shredinger equation; group speed dispersion; refraction index.