

УДК 681.7.068

Качмарек Т., 2000

Політехніка Свентокшиска, Кельце, Польща

ПОШИРЕННЯ МОДУЛЬОВАНИХ ЗА ЧАСТОТОЮ СОЛІТОНОВИХ ІМПУЛЬСІВ

© Качмарек Т., 2000

Розглянуто поширення ультракоротких оптичних імпульсів з мерехтінням у нелінійному світловоді без втрат. Нелінійне рівняння Шредінгера розв'язується чисельним двокроковим спектральним методом для загальних початкових умов. За допомогою усереднюючого фільтра зі змінним вікном і алгоритму часткової екстраполяції оцінено критичне значення параметра мерехтіння у випадку, коли вхідним імпульсом є імпульс у вигляді гіперболічного секанса.

Вступ

Поширення ультракоротких оптичних імпульсів у світловоді без втрат описується нелінійним рівнянням Шредінгера (НРШ):

$$j \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

де A – обвідна функція, γ характеризує нелінійність, $\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$ – розсіяння світловоду, β – фазова стала, $\omega = 2\pi f$, f – частота, z – просторова змінна, T – часова змінна [1]. Наведене рівняння справедливе для імпульсів, які довші від 100 фс. НРШ можна розв'язати аналітично за допомогою зворотного методу розсіяння [2] при умові, що вхідний імпульс має вигляд гіперболічного секанса. В інших випадках потрібно застосовувати чисельні методи.

Основним розв'язком (НРШ) є гіперболічний секанс. Імпульс такого типу називається солітоном. Його основна властивість – поширення у світловоді без втрат та без зміни форми на досить великій відстані. Це відбувається завдяки компенсації наслідків дисперсії нелінійністю світловода. Якщо вхідний імпульс модульований за частотою, повна компенсація не відбувається й імпульс зазнає спотворень.

З метою вивчення поведінки основного солітону, модульованого за частотою, допустимо, що початкові умови записуються так:

$$A(z=0, T) = N \operatorname{sech} \left(\frac{T}{T_0} \right) \exp \left(\frac{-jCT^2}{2T_0^2} \right), \quad (2)$$

де C – так званий параметр мерехтіння, T_0 – початкова ширина імпульсу, $N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}$

прийнято називати порядком солітону, причому P_0 означає максимальне значення потужності вхідного імпульсу.

Аналітичний розв'язок рівняння (1) для умови (2) складний, але його можна знайти чисельним аналізом [3, 4]. При аналізі часових змін форми обвідної імпульсу залежно від відстані поширення використовувався двокроковий спектральний метод (ДСМ). З метою визначення усталеного максимального значення обвідної імпульсу застосовувався усереднюючий фільтр. Натомість оціночне критичне значення параметра мерехтіння було визначено на основі алгоритму часткової екстраполяції [5].

Опис методу

ДСМ впливає з фізичного механізму поширення світла у світловоді. Цей метод полягає в окремому розгляді наслідків нелінійності і розсіювання на малому відрізку світловода. Схематично ДСМ можна описати, якщо рівняння (1) записати в операторній формі [6, 7] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\mathbf{D} + \mathbf{N})A, \quad (3)$$

де \mathbf{D} , \mathbf{N} – відповідно дисперсійний і нелінійний оператори, які визначаються так:

$$\mathbf{D} = -\frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2}, \quad \mathbf{N} = j\gamma|A|^2. \quad (4)$$

Здійснюючи певні математичні перетворення, можна подати оптичне поле у такому вигляді:

$$A(z+h, T) = F^{-1}\{\exp(h\mathbf{D})F[\exp(h\mathbf{N})A(z, T)]\}, \quad (4)$$

де F – перетворення Фур'є, а h – довжина кроку. Похибка розрахунку в ДСМ пропорційна квадрату кроку h .

Усереднюючий фільтр функціонує згідно з таким алгоритмом [8]:

$$f_j = \frac{\sum_{i=j-n}^j |A|_{\max}(z_i)}{n}, \quad (5)$$

де f_j – j -та вибірка зміни функції $|A|_{\max} = f(z)$ після фільтрації, а n – довжина вікна фільтра.

Результати

На основі залежності (4) було проведено розрахунки для основного солітону при $\beta_2 = -1,6 \frac{\text{пс}^2}{\text{км}}$, $\gamma = 1,6 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ для таких значень параметра $C = 0; \pm 0,25; \pm 0,5; \pm 0,75; \pm 1; \pm 1,25$. Дисперсійні і нелінійні параметри були підібрані так, щоби ефективний переріз серцевини світловоду становив $A_{\text{СК}} = 80 \text{ мкм}^2$.

На рис.1, 2 показані зміни форми імпульсу як функції відстані поширення при однаковому абсолютному значенні параметра мерехтіння C . У випадку, коли $C > 0$, початкове мерехтіння накладається на мерехтіння, викликане самомодуляцією фази, внаслідок чого з'являється початкове підвищення імпульсу. У випадку від'ємного значення параметра мерехтіння спочатку домінує розсіювання, що приводить до початкового розширення імпульсу.

Разом зі зростанням абсолютної величини параметра мерехтіння зменшується максимальне значення імпульсу ($|A|_{\max}$), а частота коливань максимального значення імпульсу як функції відстані поширення ($|A|_{\max} = f(z)$) зменшується (рис.1, 2 та рис.3, 4). Тому для охоплення п'яти максимумів обвідної імпульсу потрібно при $C = \pm 1,25$ збільшити довжину

аналізованого відрізка світловоду приблизно до 400 км. Одночасно часове вікно аналізу потрібно збільшити з 400 пс (для $C = \pm 0,25$) до 6400 пс (для $C = \pm 1,25$).

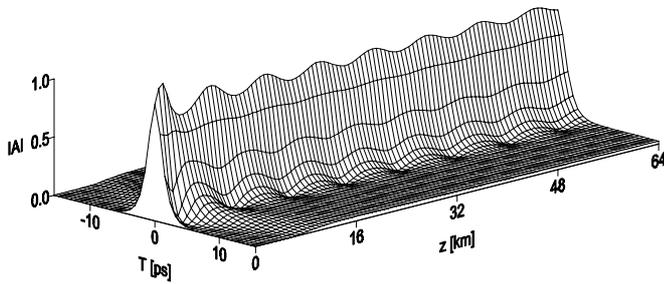


Рис.1. Зміна основного солітону при $C=0,25$

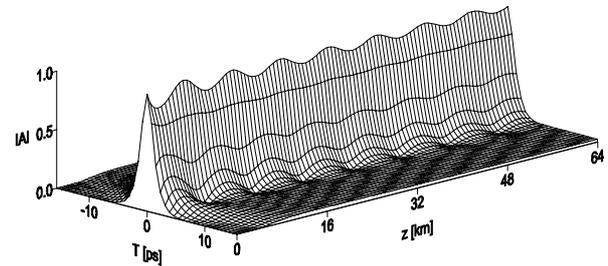


Рис.2. Зміна основного солітону при $C=-0,25$

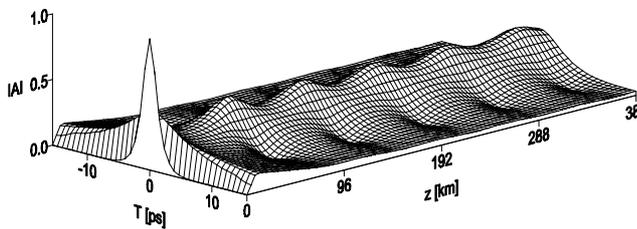


Рис.3. Зміна основного солітону при $C=1,25$.

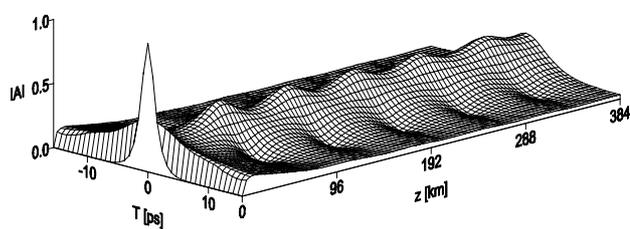


Рис.4. Зміна основного солітону при $C=-1,25$

На рис.5–7 подана графічна інтерпретація дії усереднюючого фільтра; штрихова лінія відповідає початковому вигляду функції $|A|_{\max} = f(z)$ до процесу фільтрації, суцільна лінія - відповідає поточному середньому ходу процесу після фільтрації. Порівнюючи рис.5, 6, можна стверджувати, що усталене максимальне значення обвідної імпульсу ($|A|_{\max, \text{ustal}}$) набуває практично того ж самого значення незалежно від знаку параметра мерехтіння C , незважаючи на початкову різницю у формах процесів перед фільтрацією.

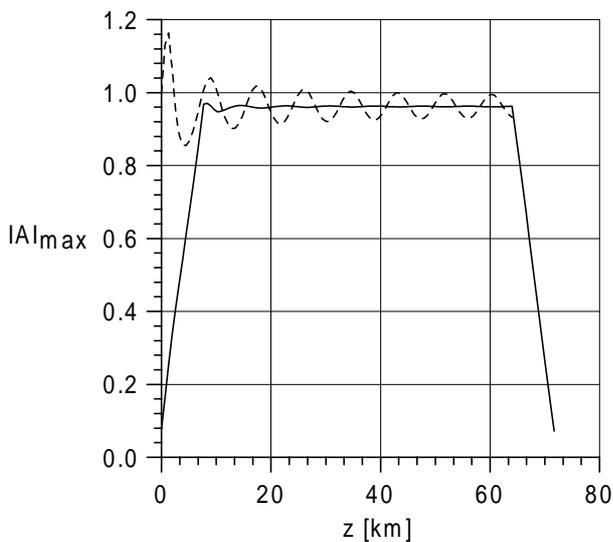


Рис.5. Графічна інтерпретація дії усереднюючого фільтра при $C = 0,25$

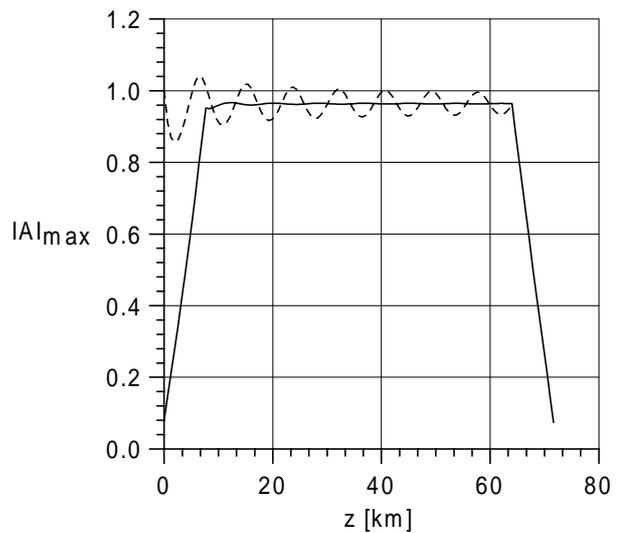


Рис.6. Графічна інтерпретація дії усереднюючого фільтра при $C = -0,25$.

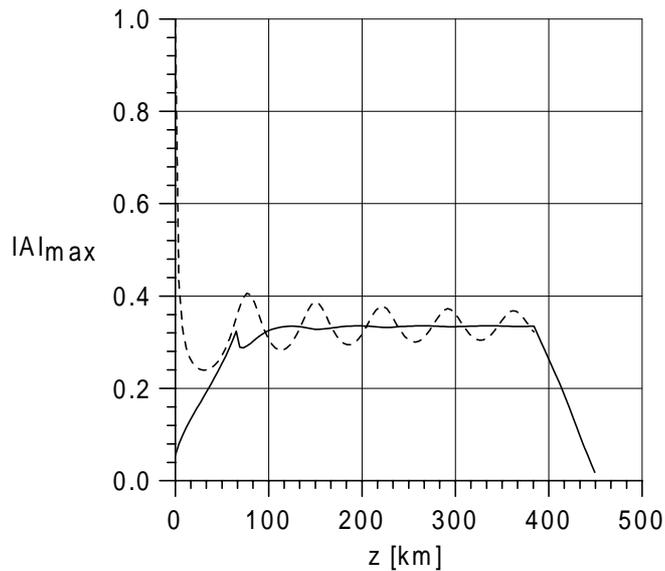


Рис.7. Графічна інтерпретація дії усереднюючого фільтра при $C = -1,25$

З рис.8 і 9 видно кінцеві зміни ширини імпульсів, які проявляються відповідно на рис.1,3.

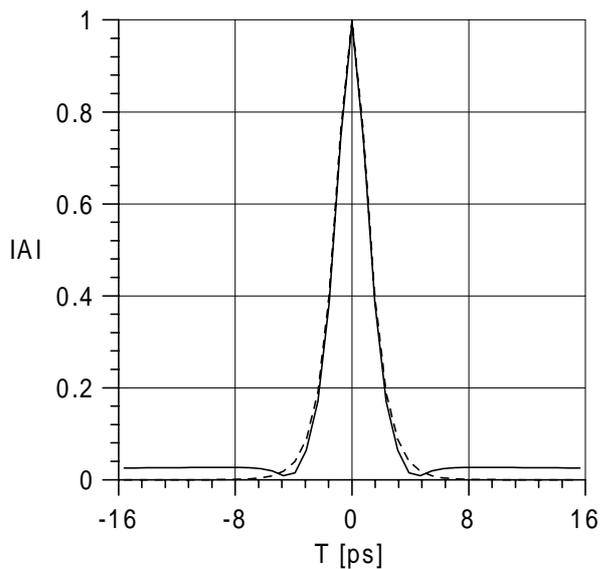


Рис.8. Зміна основного солітону при $C = 0,25$; штрихова лінія – початковий вигляд, суцільна лінія – вигляд імпульсу після подолання відстані 60,8 км

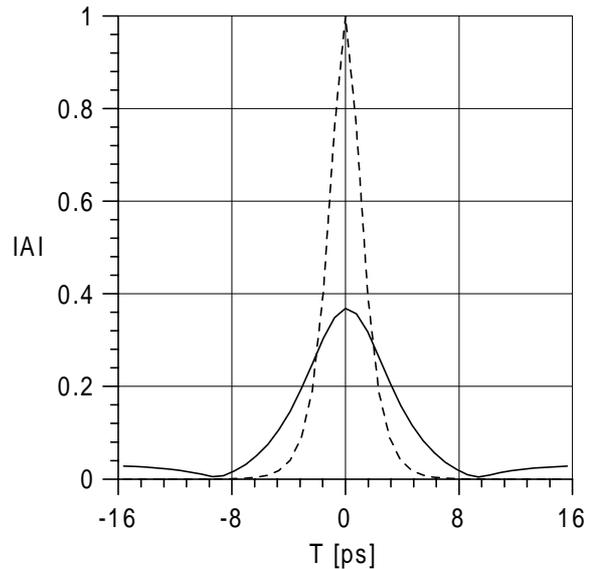


Рис.9. Зміна основного солітону при $C = 1,25$; штрихова лінія - початковий вигляд, суцільна лінія – вигляд імпульсу після подолання відстані 368,8 км

Внаслідок часткової екстраполяції характеристик $C = f(|A|_{\max, \text{ustal}})$ для аргументу $|A|_{\max, \text{ustal}} = 0$ отримано:

для $C > 0$, $C_{\text{кр}+} = 1,6541 \pm 0,0264$ (рис.10);

для $C < 0$, $C_{\text{кр}-} = -1,7327 \pm 0,0334$ (рис.11).

Кожний з наведених результатів має похибку, що є наслідком застосовуваного алгоритму. Точніші результати можна напевне отримати, збільшуючи густоту вимірювань характеристики $C = f(|A|_{\max, \text{ustal}})$.

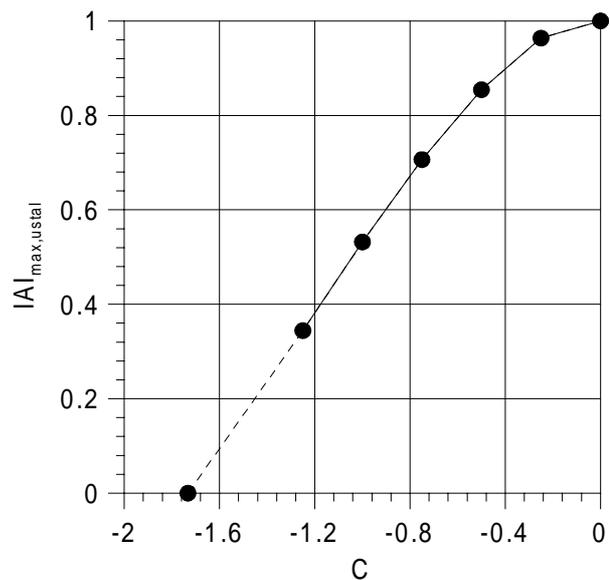
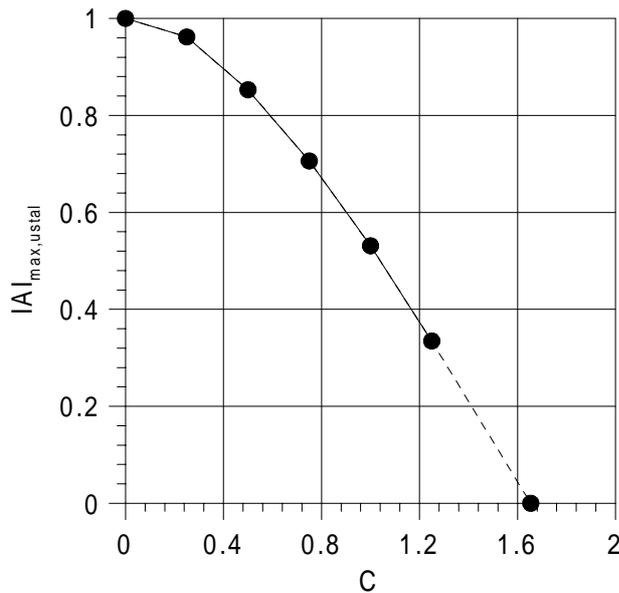


Рис.10. Графічна екстраполяція характеристик C для аргументу $C = f(|A|_{\max,ustal})$ для C_{kr+} Рис.11. Графічна екстраполяція характеристик C для аргументу $C = f(|A|_{\max,ustal})$ для C_{kr-}

Висновки

Отримані результати обґрунтовані фізично і підтверджують належний вибір розрахункових методів. Загалом початкове мерехтіння є небажаним явищем. З проведених розрахунків ясно, що коли вхідний імпульс має вигляд гіперболічного секанса, додатне мерехтіння небезпечніше, ніж від'ємне, тому, що у випадку додатного мерехтіння усталене значення швидше досягає нуля, ніж у випадку від'ємного мерехтіння. Визначення критичного значення параметра мерехтіння застосовується в практичних системах модуляції лазерів як показник допустимої області змін мерехтіння частоти імпульсу. Розроблене програмне забезпечення може служити для аналізу поширення імпульсів не тільки розглянутого вигляду.

1. Majewski A. *Nieliniowa optyka światłowodowa. Zagadnienia wybrane.* Warszawa, 1993.
2. Zakharov. V. E., Shabat A.B. // *Sov. Phys. JETP* 34, 62. 1972.
3. C. Desem, P.L. Chu. *Effect of chirping on solution propagation in single-mode optical fibers* // *Optics Lett.*, Vol.11. No 4. 1986.
4. Blow K.J., Wood D. *The evolution of solitons from non-transform limited pulses* // *Optics Comm.* Vol.58. No 5. 1986.
5. Press W.H., Vatterling W.T., Teukolsky S.A., Flannery B.P. *Numerical Recipes in Fortran 77 Second Edition.* Cambridge, 1992.
6. Hasegawa A., Tappert F. *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion* // *Appl. Phys. Lett.* 23, 142. 1973.
7. Agrawal G. P. *Nonlinear Fiber Optics.* 1989.
8. Hagel R., Zakrzewski J. *Miernictwo dynamiczne.* Warszawa, 1984.
9. Kaczmarek T. *Propagation of chirped ultra-short optical pulses* // *ICTON'99.* Kielce, Poland, 8-11 June 1999.