

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХСОЛИТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНОМ МНОГОМОДОВОМ ВОЛНОВОДЕ

А.В. Гладких, В.С. Павельев, В.А. Сойфер
Институт систем обработки изображений РАН

Аннотация

В [1] проведено численное исследование эволюции амплитудных огибающих односолитонных лазерных импульсов, соответствующих модам с различными фазовыми скоростями, в нелинейном многомодовом волноводе. В данной работе приведены результаты для двухсолитонных импульсов, соответствующих различным модовым пакетам. Численно исследован эффект распада двухсолитонных импульсов на односолитонные.

Введение

Существенным недостатком многомодового волокна является наличие уширения импульса в результате групповой и межмодовой дисперсии. В одномодовых волокнах, получивших широкое практическое применение, межмодовая дисперсия отсутствует, а нелинейность показателя преломления волокна позволяет нелинейным сжатием скомпенсировать дисперсионное расплывание импульса [2-4].

В работе [5] для предотвращения уширения импульса за счет межмодовой дисперсии предложено использовать инвариантные модовые пакеты. Другими словами, принципиально возможно построение многоканальной линейной ВОЛС, в которой в качестве носителей отдельных каналов передачи информации будут использованы пакеты мод, имеющих одинаковые значения постоянной распространения. Интерес к поперечным модам как носителям независимых каналов передачи информации связан, во-первых, с постоянным повышением качества производимых многомодовых волокон [11], во-вторых, с разработкой методов качественного синтеза дифракционных оптических элементов - моданов [12, 13], способных эффективно формировать и селективировать поперечные моды лазерного излучения. Общая теория построения телекоммуникационных систем с уплотнением каналов в линейной ВОЛС, основанном на использовании поперечных мод, детально изложена в [12].

В связи с появившейся возможностью селективного возбуждения поперечных мод представляет интерес вопрос совместной эволюции импульсов, соответствующих различным модовым пакетам, в нелинейных волноводах.

В [1] проведено численное исследование эволюции амплитудных огибающих односолитонных лазерных импульсов. В данной работе приводятся результаты для двухсолитонных импульсов.

2. Теория распространения мод в нелинейном волноводе

Эволюция амплитудной огибающей $\Phi_j(z, t)$ j -ой моды многомодового оптического волокна во втором приближении теории дисперсии, при пренебрежении затуханием, зависимостью групповой скорости от интенсивности, нелинейным поглощением и другими факторами в приближении медленно-

меняющихся амплитуд описывается системой уравнений Шредингеровского типа [6, 7, 8]:

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial z} + \beta_j' \frac{\partial \Phi_j}{\partial t} - i \frac{1}{2} \beta_j'' \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2} + 2i \kappa_0 n_{нел} * * \left(\sum_{m \neq j} R_{jm} |\Phi_m|^2 + \frac{1}{2} R_{jj} |\Phi_j|^2 \right) \Phi_j = 0, \quad (1)$$

где суммирование ведется по всем каналируемым модам;

β_j - постоянная распространения j -ой моды;

$(\beta_j')^{-1} = \left(\frac{\partial \beta_j}{\partial \omega} \right)^{-1}$ - групповая скорость j -ой моды;

$(\beta_j'')^{-1} = \left(\frac{\partial^2 \beta_j}{\partial \omega^2} \right)^{-1}$ - дисперсия групповой скорости;

$$R_{mj} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |U_m(x, y)|^2 |U_j(x, y)|^2 n_0(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |U_m(x, y)|^2 dx dy};$$

$U_j(x, y)$ - поперечное распределение поля j -ой

моды; $\kappa_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число;

$n_0(x, y) = n \left(1 - \Delta \left(\frac{x^2 + y^2}{R^2} \right) \right)$ - распределение ли-

нейного коэффициента показателя преломления в параболическом волокне.

В данной работе рассматривается случай распространения двух инвариантных модовых пакетов, состоящих из мод Гаусса-Эрмита с индексами (p, q) и (q, p) . Представим импульсы в каждой моде в виде:

$$\Psi_n(x, y, z, t) = U_n(x, y) \Phi_n(z, t) e^{i(\beta_n z - \omega t)},$$

$n = \overline{1, 4}$;

$n = 1$ и $n = 2$ первый модовый пакет;

$n = 3$ и $n = 4$ второй модовый пакет.

Совместная эволюция амплитудных огибающих четырех мод в нелинейном волноводе описывается системой:

$$\frac{\partial \Phi_n}{\partial z} + \beta_n' \frac{\partial \Phi_n}{\partial t} - i \frac{1}{2} \beta_n'' \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial t^2} +$$

$$+ 2i\kappa_0 n_{\text{нел}} \left(\sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^4 R_{nm} |\Phi_m|^2 + \frac{1}{2} R_{nn} |\Phi_n|^2 \right) \Phi_n = 0,$$

$$n = \overline{1,4}. \quad (2)$$

Наложим следующее условие: на входе в волокну амплитудные огибающие мод одного пакета имеют одинаковый вид ($\Phi_1(0,t) = \Phi_2(0,t)$, $\Phi_3(0,t) = \Phi_4(0,t)$), что эквивалентно случаю одновременного возбуждения мод пакета. Используя данное условие и то обстоятельство, что $\beta_1 = \beta_2$, $\beta_1' = \beta_2'$, $\beta_1'' = \beta_2''$, $R_{11} = R_{22}$, $R_{12} = R_{21}$, $R_{13} = R_{24}$, $R_{14} = R_{23}$, уравнения, описывающие эволюцию первой и второй моды, идентичны. Аналогично - для третьей и четвертой моды. Таким образом, в данной постановке задачи, достаточно рассмотреть систему из двух эволюционных уравнений, для огибающей первого модового пакета и второго. Далее индексом '1' будем идентифицировать величины, относящиеся к первому модовому пакету, а индексом '2' — ко второму.

В нормированной сопровождающей системе координат

$$\eta = \frac{C_0^2}{\lambda} z, \quad \tau = \frac{1}{\tau_0} \left(t - z \frac{\beta_1' + \beta_2'}{2} \right), \quad (3)$$

$$\tilde{\Phi}_j = \frac{\sqrt{2\pi n_{\text{нел}} K_{11}}}{C_0} \Phi_j;$$

эволюционные уравнения принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} i \frac{\partial \tilde{\Phi}_1}{\partial \eta} + iq_1 \frac{\partial \tilde{\Phi}_1}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\Phi}_1}{\partial \tau^2} + \left(|\tilde{\Phi}_1|^2 + 2 \frac{K_{12}}{K_{11}} |\tilde{\Phi}_2|^2 \right) \tilde{\Phi}_1 &= 0 \\ i \frac{\partial \tilde{\Phi}_2}{\partial \eta} + iq_2 \frac{\partial \tilde{\Phi}_2}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \alpha \frac{\partial^2 \tilde{\Phi}_2}{\partial \tau^2} + \left(2 \frac{K_{21}}{K_{11}} |\tilde{\Phi}_1|^2 + \frac{K_{22}}{K_{11}} |\tilde{\Phi}_2|^2 \right) \tilde{\Phi}_2 &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где введены следующие обозначения:

$$q_1 = \sqrt{-\frac{\lambda}{\beta_1''}} \frac{\beta_1' - \beta_2'}{2C_0}, \quad q_2 = -q_1, \quad \alpha = \frac{\beta_2''}{\beta_1''},$$

$$K_{11} = R_{11} + 2R_{12}, \quad K_{12} = R_{13} + R_{14},$$

$$K_{21} = R_{31} + R_{32}, \quad K_{22} = R_{33} + 2R_{34}.$$

Пусть $\tau_0 = \frac{\sqrt{-\lambda\beta_1''}}{C_0}$ - длительность импульса.

Начальные условия для системы (4) подставлялись в виде

$$\tilde{\Phi}_j(0, \tau) = \tilde{\Phi}_{0j} \operatorname{sech}(\tau) \quad (5)$$

Импульсы называются односолитонными, если $\tilde{\Phi}_{0j} = 1$, и N -солитонными, если $\tilde{\Phi}_{0j} = N$, где $N \geq 2$. Из системы (4) видно, что для получения N -солитонного импульса в первом модовом пакете необходимо $\tilde{\Phi}_{01} = N$, а во втором модовом пакете

$$\tilde{\Phi}_{02} = N \sqrt{\frac{K_{11}}{K_{22}}}.$$

2. Результаты численного исследования распространения двухсолитонных модовых пакетов

Решение системы (4) производилось разностным методом, предложенным в работе [9] для решения систем уравнений Шредингеровского типа.

Исследование проводилось для следующих значений: длина волны излучения $\lambda = 1,55 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $n = 1,458$, $\Delta = 0,009$, значение нелинейного коэффициента показателя преломления

$$n_{\text{нел}} = 1,2 \cdot 10^{-22} \left(\frac{\text{м}}{\text{Б}} \right)^2.$$

Для различных экспериментов меняли только радиус волокна R .

Важной особенностью N -солитонных импульсов является их периодичность по η [10]. Величина периода, выраженная в дисперсионных длинах $L_D = \tau_0^2 / |\beta''|$, равна $\pi/2$. Пример такого периодического изменения формы огибающей показан на Рис.1.

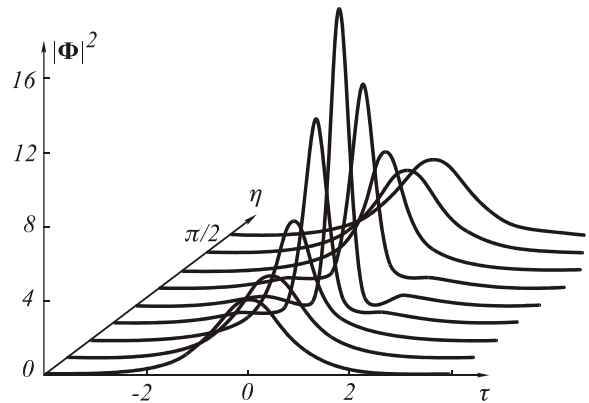


Рис.1. Эволюция амплитудной огибающей двухсолитонного импульса в нелинейном волокне

При одновременном возбуждении двух модовых пакетов с разными групповыми скоростями распространения возможно несколько вариантов эволюции в зависимости от выбранного радиуса волновода.

Первый вариант: модовые пакеты расходятся (Рис.2). На начальном этапе импульс в каждой моде эволюционирует как в случае отсутствия межмодового взаимодействия, но заметны некоторые отличия у передних и задних фронтов импульса. По мере

распространения от переднего фронта импульса “быстрого” модового пакета отщепляется небольшой по амплитуде импульс; аналогичное явление происходит для заднего фронта импульса “медленного” модового пакета. При дальнейшем распространении, отщепившийся импульс распространяется со скоростью большей, чем у основного импульса, и близкой к скорости в случае отсутствия межмодового взаимодействия (рис. 2, пунктирная линия). После расщепления, каждый импульс стабилизируется к форме односолитонного импульса.

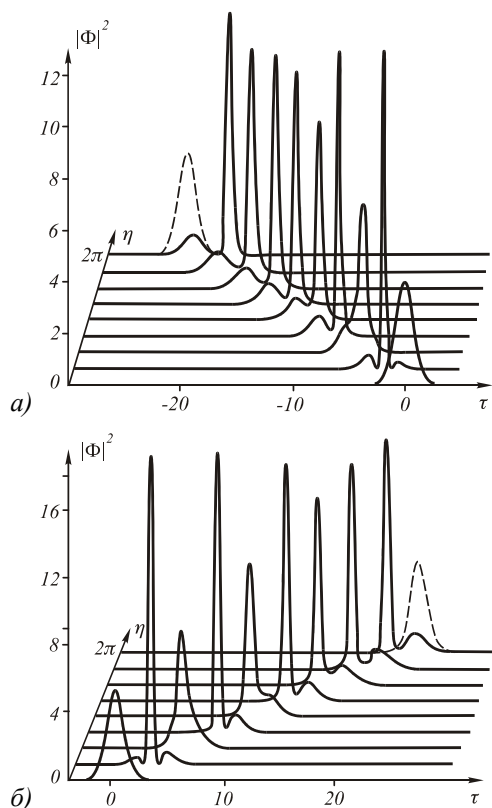


Рис. 2. Эволюция двухсолитонных импульсов в случае одновременного возбуждения двух модовых пакетов (0,1) и (0,2) в нелинейном параболическом волокне. Случай расхождения. $R=30$ мкм. Пунктиром показан импульс в случае отсутствия межмодового взаимодействия: а) модовый пакет (0,1); б) модовый пакет (0,2)

Второй вариант: в результате взаимодействия импульсов на входе в волокно каждый из них расщепляется на три импульса, причем два из них распространяются в направлении, соответствующем данному модовому пакету (во введенных координатах), а третий — в противоположном направлении. Скорость распространения импульсов значительно отличается от скорости в случае отсутствия межмодового взаимодействия. Форма импульсов приближается к форме односолитонного импульса рис. 3.

Заключение

Полученные результаты показывают существование различных вариантов эволюции амплитудных огибающих двухсолитонных импульсов в нелинейном многомодовом волокне, зависящих (в предложенной системе координат) от скорости расходимости импульсов. Наличие межмодового взаимодействия на входе в волокно приводит к распаду первоначального двухсолитонного импульса в каждой моде на несколько односолитонных импульсов, с различной длительностью и интенсивностью. Также происходит изменение скорости распространения импульсов.

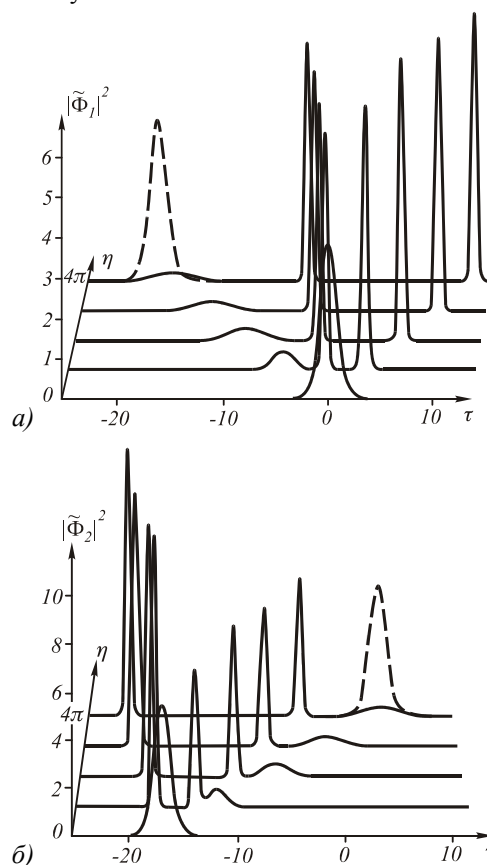


Рис. 3. Эволюция двухсолитонных импульсов в случае одновременного возбуждения двух модовых пакетов (0,1) и (0,2) в нелинейном параболическом волокне. Случай расщепления. $R=73$ мкм. Пунктиром показан импульс в случае отсутствия межмодового взаимодействия: а) модовый пакет (0,1); б) модовый пакет (0,2)

Наличие данных эффектов потребует своего учета при проектировании многоканальных ВОЛС. Исследованные эффекты также можно использовать для получения односолитонных импульсов из двухсолитонных. Аналогичные результаты распада первоначального импульса нами были получены для трех- и четырехсолитонных импульсов.

Литература

1. Шерман А.Ю. Нелинейное взаимодействие солитонных импульсов в многомодовом оптическом волокне. // Компьютерная оптика.-1989. вып.6.-стр.32-37.
2. Хасэгава А., Кодама Ю. Передача сигналов оптическими солитонами в одномодовом волокне.// ТИИЭР.-1981. Т.69, в.9. стр.57-63.
3. Hasegawa A. Plasma Instabilities and Nonlinear Effects.-New York: Springer-Verlag 1975.-p.195.
4. Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fiber.// Phys. Rev. Lett.-1980. vol. 45.-p.1095.
5. Бахарев М. А., Котляр В.В., Павельев В.С., Сойфер В.А., Хонина С.Н. Эффективное возбуждение пакетов мод идеального градиентного волновода с заданными фазовыми скоростями. // Компьютерная оптика.- 1997. вып.17.-стр.21-24.
6. Hasegawa A. Self-confinement of multimode optical pulse in a glass fiber // Optics Letters.-1980. vol. 5.-p. 416-417.
7. Crosignani B., Cutolo A., DiPorto P. Coupled-mode theory of nonlinear propagation in multimode and single-mode fibers: Envelope solitons and self-confinement. // JOSA.-1982. v.72.-p.1136-1141.
8. Водянский С.Я., Зуев М.А., Шапинский В.В., Шварцбург А. Б. Квазидинамическое моделирование нелинейной эволюции импульсов в нерегулярных многомодовых градиентных волноводах. // Компьютерная оптика.-1989. вып.6.-стр.37-42.
9. Програмное обеспечение ЭВМ. Библиотека прикладных программ. БИМ-М.-Минск, 1986.в.2.
10. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988.
11. С. Коеппен, R. F. Shi, W.D. Chen, F. Garito, "Properties of plastic optical fibers" J. Opt. Soc. Am. B Vol. 15, N 2, (1998) p. 727-739
12. Soifer V.A., Golub M.A., Laser Beam Mode Selection by Computer Generated Holograms, CRC Press, 1994.
13. Duparre M., Pavelyev V., Luedge B., Kley B., Soifer V., Kowarschik R. Generation, Superposition And Separation Of Gauss-Hermite-Modes By Means Of DOEs. SPIE Proceedings, Vol. 3291 (1998) 104-114