

## ЭКСТРЕМАЛЬНОЕ СЖАТИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

В.Н. Серкин

*Методами математического моделирования исследована структура особенности поля, формируемой в области максимального самосжатия волнового пакета в волоконном световоде. Показано, что шумовая составляющая поля приводит к распаду связанных состояний солитонов, исчезновению особенности и стохастической неустойчивости импульса.*

Прогресс в нелинейной волоконной оптике последних лет привел к разработке новых методов формирования сверхкоротких импульсов света [1,2]. Одним из наиболее значительных достижений в этой области явилось открытие и исследование оптических солитонов огибающей [1,2].

В теоретических работах, посвященных нелинейной динамике оптических солитонов, до настоящего времени были рассмотрены задачи распространения спектрально ограниченных импульсов. И только в последнее время статистические задачи теории оптических солитонов стали предметом интенсивных исследований [2].

В данной работе представлены результаты математического моделирования нелинейной динамики оптических волновых пакетов при их экстремальном самосжатии в волоконных световодах. Исследовано влияние эффекта автомодуляционной неустойчивости на компрессию импульса в точке его максимального самосжатия, а также влияние возмущения на эффект "возврата" многосолитонных импульсов. В численных экспериментах обнаружен распад связанных состояний солитонов под действием шумовой составляющей поля. Исследована структура особенности, возникающей в области максимального самосжатия импульсов (нелинейного фокуса), а также зависимость длины самосжатия импульса от величины инкремента автомодуляционной неустойчивости и амплитуды шумовой составляющей поля.

Расчеты выполнены в рамках нелинейного параболического уравнения (нелинейного уравнения Шредингера), обобщенного на фемтосекундный диапазон длительностей формируемых импульсов [2]:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + R|\Psi|^2 \Psi - i\gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (|\Psi|^2 \Psi) - \frac{1}{2} \gamma \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial \tau} + i\beta \gamma \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \tau^3}, \quad (1)$$

где  $\tau = (t - z/v)/\tau_0$ ;  $z_d = \tau_0^2/|k_2|$ ;  $R = z_d/z_f$ ;  $z_f = n_0/kn_2 E_0^2$ ;  $\gamma = T/\pi\tau_0$ ,  $T = 2\pi/\omega_0$ ,  $\beta = \text{sign} k_2/4 + k_3/(6k_2)\pi/T$ ;  $z_d$  и  $z_f$  — соответственно дисперсионная и нелинейная длина фазовой само модуляции;  $k_2 = \partial^2 k/\partial \omega^2$ ;  $k_3 = \partial^3 k/\partial \omega^3$ .

Амплитудно- или фазовомодулированная волна оказывается неустойчивой в нелинейной кубичной диспергирующей среде [3,4]. Условие автомодуляционной неустойчивости плоской монохроматической волны имеет следующий вид [4] ( $\beta \equiv 0$ ):

$$\Omega^2 \leq \Omega_c^2 \equiv 4R(1 - \gamma^2 R \Psi_0^2) \Psi_0^2. \quad (2)$$

Максимальный инкремент неустойчивости достигается при  $\Omega_M^2 = \Omega_c^2/2$ , что соответствует характерной длине развития неустойчивости  $z = 2/\Omega_M^2$ .

Основной чертой физической картины самовоздействия интенсивных сверхкоротких импульсов в волоконных световодах в спектральной области, соответствующей отрицательной дисперсии групповой скорости, является образование особенности поля: формирование узкого интенсивного пика на фоне широкого пьедестала. Характерная длина максимального самосжатия импульсов определяется параметром нелинейности  $z_s \cong (2\sqrt{R})^{-1}$ , а степень компрессии импульсов в точке максимального самосжатия равна

$\tau_0/\tau_s \cong 4\sqrt{R}$ . В безразмерных переменных (1) ширина области автомодуляционной неустойчивости (2)  $\Delta\Omega_M \cong 4\sqrt{R}$  соответствует предельной степени сжатия импульсов. Это позволяет предположить, что распространение N-солитонного оптического пакета в волоконном световоде может сопровождаться развитием его стохастической неустойчивости.

В численных экспериментах была исследована устойчивость N-солитонных волновых пакетов как по отношению к регулярным возмущениям их амплитуды и фазы, так и по отношению к шумовой амплитудно-фазовой добавке в начальных условиях:

$$\Psi(z=0, \tau) = \text{sech } \tau [1 + a_M \cos(\Omega\tau + \varphi_M)],$$

$$\Psi(z=0, \tau) = \text{sech } \tau [1 + a_M \sigma(\tau)],$$

где  $\sigma(\tau)$  — комплексный гауссов случайный процесс,  $a_M$  — амплитудный уровень модуляции.

Эффект автомодуляционной неустойчивости приводит к значительному смещению точки максимального самосжатия импульса в область малых длин световода. Например, уже при глубине амплитудной модуляции  $a_M = 0,1$  длина "нелинейного фокуса" уменьшается в два раза.

Автомодуляционная неустойчивость при увеличении мощности начального импульса развивается на характерных трассах  $z \sim R^{-1} \ll z_s \sim (2\sqrt{R})^{-1}$  и приводит к распаду связанных состояний солитонов в волоконных световодах. На рис. 1 (кривая 2) приведена типичная картина распада N-солитонного волнового пакета в точке его максимального самосжатия ( $R = 625$ ;  $\gamma = \beta = 0$ ).

Дисперсия нелинейности ( $\gamma \neq 0$ ) незначительно изменяет параметры импульсов в области их максимального самосжатия и также приводит к распаду связанных состояний солитонов.

Интегрирование полного уравнения (1) при возмущении начального пакета шумовой составляющей поля с амплитудой  $a_M = 0,01 \div 0,1$  показывает, что в процессе его нелинейного распространения по световоду развивается стохастическая нестабильность пакета.

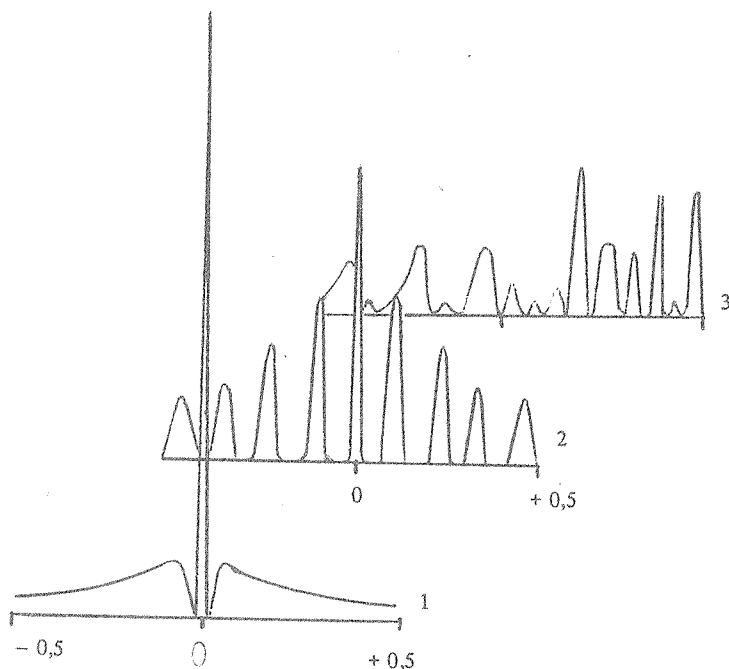


Рис. 1. Влияние эффекта автомодуляционной неустойчивости на компрессию импульса в точке его максимального самосжатия: 1) вид временной огибающей импульса ( $R = 625$ ,  $\gamma = 0$ ,  $\beta = 0$ ); 2) распад волнового пакета на солитоны ( $a_M = 0,1$ ;  $\gamma = \beta = 0$ ); 3) развитие стохастической нестабильности многосолитонного импульса ( $R = 625$ ,  $a_M = 0,1$ ,  $\gamma = 0,01$ ,  $\beta = 0,25$ ).

На рис. 1 (кривая 3) показан пример развития такой стохастичности, рассчитанной при  $R = 625$ ;  $\gamma = 0,01$ ;  $\beta = 0,25$ . Подчеркнем, что в области положительной дисперсии спектр шумовой составляющей поля "вытесняется" на передний и задний фронты импульса, так как низкие частоты опережают, а высокие

отстают от центральной частоты, и сам импульс принимает характерную прямоугольную форму [2]. В спектральной области, рассмотренной в данной работе, напротив, имеет место своеобразное "втекание" высокочастотных составляющих шумового поля в центральную область импульса, где и начинает первоначально развиваться обнаруженный нами в численных экспериментах эффект стохастической неустойчивости многосолитонных импульсов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дианов Е. М. и др. Известия АН СССР, сер. физ., 50, 1042 (1986).
2. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. УФН, 149, 450 (1986).
3. Беспалов В. И., Галанов В. И. Письма в ЖЭТФ, 3, 471 (1966).
4. Shukla P. K., Rasmussen J. J. Optics Letters, 11, 171 (1986).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 20 февраля 1987 г.