

# ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ И КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЧЕТЫРЕХФОТОННОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Л.М. К о в а ч е в, В.Н. С е р к и н

Одним из наиболее значительных достижений нелинейной волоконной оптики является генерация оптических солитонов огибающей и компрессия импульсов вплоть до фемтосекундного диапазона длительности [1, 2]. Эксперименты по компрессии импульсов и генерации оптических солитонов проводятся в настоящее время исключительно в одномодовых световодах. В то же время хорошо известно, что одной из наиболее интересных особенностей многомодовых волоконных световодов как нелинейных сред является возможность реализации в них вынужденных четырехфотонных параметрических процессов [3]. Причем, если в обычных неволноводных средах условия фазового синхронизма выполняются только на малых длинах при определенных соотношениях углов между волнами, то в маловодных ВС фазовый синхронизм на больших длинах взаимодействия может быть выполнен за счет компенсации материальной дисперсии межмодовой при „разведении” волн в разные моды ВС [3].

Целью данной работы является анализ возможности компрессии импульсов и генерации параметрически связанных оптических солитонов в маловодных волоконных световодах при вынужденном четырехфотонном параметрическом преобразовании частоты. Работа направлена на инициирование прежде всего экспериментальных работ в этой области.

Рассмотрим взаимодействие четырех волновых пакетов с частотами  $\omega_{H1} + \omega_{H2} = \omega_c + \omega_{ac}$  в маломодовом ВС во втором приближении теории дисперсии с учетом кубичной нелинейности поляризации  $\delta P_{nl} = \chi^{(3)} E E E^*$ .

Тот факт, что поперечное распределение полей в световоде остается неизменным при самовоздействии волн позволяет записать следующую систему усредненных по поперечному сечению световода уравнений для медленно меняющихся комплексных амплитуд волновых пакетов  $E_m(z, t)$ , вытекающую из волнового уравнения Максвелла:

$$i \left( \frac{\partial E_m}{\partial z} + \frac{1}{v_m} \frac{\partial E_m}{\partial t} \right) + \frac{\partial m}{2} \frac{\partial^2 E_m}{\partial t^2} + \sum_{n=H1, H2, c, ac} \alpha_{mn} \beta_{mn} E_m E_n E_n^* = \quad (1)$$

$$= -\alpha_{mnk\ell} \beta_m \frac{\partial H_{int}}{\partial E_m^*}; \quad H_{int} = E_{H1} E_{H2} E_c^* E_{ac}^* e^{i\Delta k z} + \text{к.с.}$$

Здесь  $H_{int}$  имеет смысл плотности гамильтониана взаимодействия. Остальные параметры:  $\beta_{mn}$  — коэффициенты нелинейности, связывающие нелинейную поляризацию на частота  $\omega_m$  с амплиту-

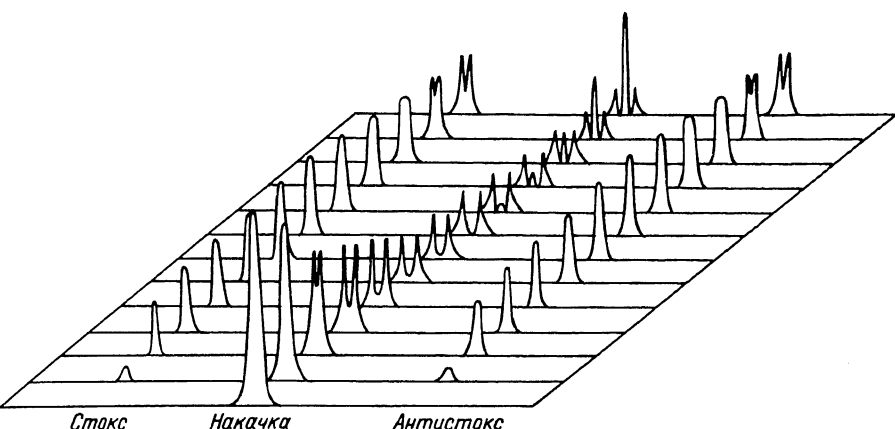


Рис. 1. Динамика генерации стокс-антистоксовой пары импульсов при  $2K_H = K_C + K_{AC}$ . Показана эволюция временных огибающих волновых пакетов по длине волоконного световода, рассчитанная в рамках модели (2) с начальными условиями:  $E_C = E_{AC} = 0.4 \operatorname{sech} z$ ;  $E_{H1} = E_{H2} = 8 \operatorname{sech} z$ .

дами электрических полей волн на остальных трех частотах;  $v_m$  — групповые скорости;  $D_m = -\frac{\partial^2 K_m}{\partial \omega_m^2}$  — коэффициенты дисперсионного расплывания;  $\Delta K$  — расстройка средних волновых чисел;  $\alpha_{mnlk}$  — коэффициенты геометрического перекрытия световодных мод [3].

Учитывая только параметрические члены в уравнениях (1), в первом приближении теории дисперсии получим систему динамических уравнений „ $n$ -волн“ для изотропной среды с кубичной нелинейностью:

$$i \left( \frac{\partial E_n}{\partial z} + \frac{1}{v_n} \frac{\partial E_n}{\partial t} \right) = -\beta_n \frac{\partial H_{int}}{\partial E_n^*}. \quad (2)$$

При выполнении условий фазового синхронизма  $2K_H = K_C + K_{AC}$  эта система описывает распад двух квантов интенсивной волны накачки на стоксову и антистоксову компоненты. Результаты численного анализа системы (2) приведены на рис. 1. Как следует из расчетов, в процессе генерации стокс-антистоксовой пары импульсов можно выделить три характерных этапа. На первом этапе (параметрического усиления) происходит экспоненциальный рост интенсивности стокс-антистоксовых импульсов и сокращение их длительности. Параметрическое усиление, определяемое интенсивностью волны накачки, максимально в центре накачивающего импульса, это и приводит к сжатию генерируемых импульсов. На следующем этапе (режиме сильного энергообмена между волнами) происходит истощение центральной части импульса накачки и ограничение интенсивности генерации стокс-антистоксовых пар. Этот этап сменяется параметрическим усилением

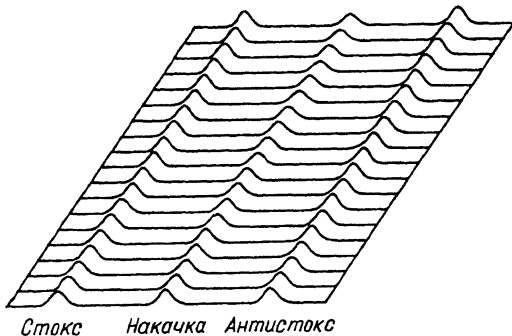


Рис. 2. Солитонный режим распространения волновых пакетов при четырехфотонном параметрическом преобразовании частоты в волоконном световоде в условиях фазового синхронизма  $2K_H = K_C + K_{AC}$ , рассчитанный в рамках модели (1).

импульса накачки и обратной перекачкой энергии стокс-антистоксовых пар в волну накачки. Таким образом, из расчетов следует, что активные (связанные с энергообменом) четырехволновые взаимодействия в волоконных световодах можно эффективно использовать для компрессии оптических импульсов.

Сжатие импульсов в ВС ограничивается дисперсионными эффектами второго порядка, приводящими к расплыванию волновых пакетов. Поэтому представляет интерес выяснение условий подавления дисперсионного расплывания импульсов за счет реактивного (без обмена энергией) характера взаимодействия волны, связанного с зависимостью показателя преломления от интенсивности излучения. Реактивный механизм взаимодействия волны в ВС может привести к формированию параметрически связанных солитонов.

Запишем уравнения (1) в гамильтоновой форме

$$i \frac{\partial E_m}{\partial z} = - \frac{\delta H_0}{\delta E_m^*} \quad (3)$$

с сохраняющимся гамильтонианом:

$$H_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ - \sum_{m=1}^4 \left| \frac{\partial E_m}{\partial \tau} \right|^2 + R \left( \sum_{m=1}^4 |E_m|^2 + H_{int} \right) \right] d\tau, \quad (4)$$

импульсом:

$$P_0 = 2 \operatorname{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^4 E_m \frac{\partial E_m^*}{\partial \tau} d\tau \quad (5)$$

и плотностью энергии:

$$\varepsilon_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^4 |E_m|^2 d\tau. \quad (6)$$

Здесь  $R = z_{disp} / z_{nl}$  - параметр нелинейности [1, 2].

Законы сохранения (4-6) полностью определяют качественное поведение волновых пакетов при самовоздействии в ВС. Рассмотрим решения (1) в виде стационарных волновых пакетов, распространяющихся без изменения формы огибающей - солитонов:

$$E_m = A_m (\tau/\tau_0) \exp(-i\Gamma z). \quad (7)$$

В том случае, когда дисперсии групповых скоростей связаны соотношением  $2D_H = D_C + D_{AC}$ , существуют два класса солитонов: „светлые“ при  $K'' < 0$  и „темные“ при  $K'' > 0$ :  $E_m^{(2)} = A \operatorname{sech}(\tau/\tau_0) \exp \times (iD_m z / 2\tau_0^2)$ ;

$$E_m^{(2)} = A \operatorname{th}(\tau/\tau_0) \exp(iD_m z / \tau_0^2); |D_m|/\tau_0^2 = (\bar{\gamma}|A|^2 + A^2)\beta_m. \quad (8)$$

В качестве примера на рис. 2 приведены результаты численного решения системы уравнений (1), иллюстрирующие солитонный режим распространения импульсов. В световоде с „уплощенной“ дисперсией  $D_C = D_{AC} = D_H = 10^{-28} \text{ с}^2 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 1.5 \text{ мкм}$ ) и площадью сечения  $S_{эфф} = 20 \text{ мкм}^2$  мощность солитона длительностью  $\tau_c = 10 \text{ пс}$  составляет  $P_c = 0.32 \text{ Вт}$ . При фазовом синхронизме в таком световоде могут распространяться четыре связанных солитона длительностью  $\tau_m = 10 \text{ пс}$  и мощностью  $0.04 \text{ Вт}$  (см. 8). В отсутствие фазового синхронизма мощность солитонов (8) составила бы  $0.0457 \text{ Вт}$ . Таким образом, энергия связи между солитонными импульсами при синхронном четырехволновом смещении частоты составит  $17 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}$ . Отметим также, что одним из перспективных типов световодов для реализации рассмотренных эффектов могут быть световоды среднего ИК-диапазона, имеющие „плоскую“ дисперсию в области  $3 \text{ мкм}$  [4].

При наличии диссипации энергии в ВС, как показали численные эксперименты, за счет параметрического усиления возможна подкачка стокс-антистоксовых солитонов за счет истощения накачки. Параметрическая подкачка солитонов может быть использована в оптических системах передачи и обработки информации, а также для создания новых типов солитонных лазеров.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л. Павлову и И. Узунову за полезные дискуссии и Е.М. Дианову и А. Спасову за постоянный интерес и поддержку работы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Дианов Е.М., Карасик А.Я., Прохоров А.М., Серкин В.Н. - Изв. АН СССР, сер. физическая, 1986, т. 50, с. 1042.
- [2] Ахманов С.А., Выспоух В.А., Чиркин А.С. - УФН, 1986, т. 149, с. 449.
- [3] Stolen R.H. and Bjorkholm J.E. - IEEE J. of Quantum Electronics, 1982, QE-18, N 7, p. 1062.

- [4] Дианов Е.М., Прохоров А.М., Серкин В.Н., Докл. АН СССР, 1983, т. 273, с. 1112.

Институт общей физики  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
5 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

## ЛИНЕЙНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман,  
Е.С. Санников, В.В. Тихонов,  
А.В. Толкачев

Спиновые волны, бегущие вдоль поверхности ферритовой пленки и имеющие большие волновые числа  $q \sim (10^4 - 10^6) \text{ см}^{-1}$ , могут, в принципе, эффективно возбуждаться стандартными металлическими полосковыми преобразователями. Однако для этого необходимо, чтобы ширина полоски  $w$  была достаточно малой, а именно  $w < \pi/q < 3 \text{ мкм}$  [1]. Изготовление таких полосок и согласование их с СВЧ трактом представляет собой непростую задачу. До сих пор, насколько нам известно, таким путем удавалось возбудить лишь волны с  $q \lesssim 2.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  [2]. Между тем, давно известно явление линейного спин-волнового резонанса (СВР) [3], при котором в пленке возбуждаются обменные спиновые волны с большими  $q$ , бегущие однако, не вдоль поверхности, а перпендикулярно к ней. СВР можно возбудить с помощью полосок большой ширины ( $w \gg \pi/q$ ), налегаемых на поверхность пленки. Возникает вопрос, нельзя ли применить тот же принцип возбуждения, но для получения спиновых волн в режиме распространения. Дело в том, что при СВР энергия спиновых волн накапливается в объеме пленки и может стать большой даже при малой эффективности возбуждения. При получении волн в режиме распространения накопления энергии не происходит, и поэтому для регистрации таких волн может потребоваться большая эффективность возбуждения. В данной работе сообщается о первом наблюдении распространения импульсов коротких обменных спиновых волн, линейно возбуждаемых в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ) с помощью широкой полоски и распространяющихся перпендикулярно к поверхности пленки и полоски.

Полоска, возбуждающая спиновые волны, имела  $w = (1.5 - 2) \text{ мм}$  и представляла собой один из электродов несимметричной полосковой линии на поликоре. От СВЧ генератора к линии через циркулятор подводился сигнал на частоте около 4 ГГц. Отраженный сигнал усиливался в широкой полосе частот (однако меньшей октавы), детектировался и подавался на осциллограф. Сигнал генератора мог