

## Волоконно-оптические линии связи с распределенным рамановским усилением. Численное моделирование

И.О.Насиева, М.П.Федорук

*Методом численного моделирования исследованы свойства оптических солитонов в волоконно-оптических линиях связи с переменной дисперсией, в которых используется распределенное рамановское усиление оптических сигналов. Показано, что солитоны могут служить носителями информации в коммуникационных системах со скоростью ее передачи более 10 Гбит/с.*

**Ключевые слова:** солитон, дисперсия, нелинейность, световод, волоконно-оптические линии передачи, рамановское усиление.

Быстрый прогресс в изучении оптических линий связи вызван стремительным развитием Интернета и возрастающими потребностями в телекоммуникационных услугах, в достижении предельных возможностей существующих систем волоконно-оптических линий передачи информации и в экономической целесообразности модернизации этих систем. После изобретения оптических усилителей потери в волоконных световодах перестали быть основным фактором, ограничивающим работоспособность волоконных систем связи. В настоящее время широкополосность (произведение скорости передачи сигнала на ее дальность) волоконно-оптических линий связи ограничивается дисперсионными и нелинейными искажениями сигналов. На современном этапе солитонные линии связи с переменной дисперсией рассматриваются как наиболее вероятные кандидаты для создания протяженных сверхбыстрых линий (со скоростью передачи до 40 Гбит/с в одном частотном канале), поскольку при распространении солитонов существует динамический баланс между дисперсией групповой скорости и фазовой самомодуляцией (см., напр., [1-4]). Такие системы основаны на применении оптических волокон различных типов с противоположной по знаку хроматической дисперсией, что позволяет ограничить дисперсионное уширение импульса.

В качестве носителей информации в этих системах используются так называемые солитоны с дисперсионным управлением (ДУ-солитоны) [5–14]. Отметим, что здесь под солитоном подразумевается устойчивое локализованное решение, а не традиционный (фундаментальный) солитон. Периодическое изменение дисперсии системы позволяет увеличить амплитуду солитона по сравнению с амплитудой аналогичного импульса в системах с постоянной дисперсией и, как следствие, повысить отношение мощности сигнала к шуму [11]. Увеличение этого

отношения приводит к существенному уменьшению статистических ошибок, возникающих при оптической передаче информации. Кроме того, ДУ-солитоны могут устойчиво распространяться вдоль линии с нулевой и даже нормальной средней хроматической дисперсией в отличие от традиционных оптических солитонов, для устойчивого распространения которых (т. е. для компенсации эффектов дисперсии и нелинейности) необходима аномальная хроматическая дисперсия. Низкая средняя хроматическая дисперсия позволяет подавить эффект Гордона – Хаусса [15], что было впервые продемонстрировано экспериментально в работе [6] для систем с сосредоточенным усилением. Аналогичные результаты, полученные при численном моделировании, представлены в [10, 11]. Высокая локальная дисперсия линии уменьшает взаимодействие между соседними частотными каналами, обусловленное четырехволновым смешением [11].

Одной из наиболее важных особенностей ДУ-солитонов является наличие у них фазовой модуляции, которая приводит к быстрой смене фаз между соседними солитонами и ослаблению взаимодействия между ними. Таким образом, применение ДУ-солитонов открывает принципиально новые перспективные подходы к увеличению пропускной способности волоконно-оптических линий связи.

До недавнего времени в качестве усилителей оптических сигналов в волоконных линиях связи использовались эрбиевые волоконно-оптические усилители [16]. Они получили название сосредоточенных усилителей, поскольку длина, на которой происходит усиление сигнала (несколько десятков метров), значительно меньше расстояния между ними (несколько десятков километров). Применение эрбиевых волоконно-оптических усилителей с дисперсионным управлением позволило создать коммерческие волоконные линии связи со спектральным уплотнением оптических несущих (WDM-системы) со скоростью передачи данных вплоть до 10 Гбит/с в одном канале при расстоянии между усилителями около 80 км.

Пропускная способность протяженных WDM-систем может быть значительно увеличена посредством расширения оптической полосы частот. Однако полоса частот

И.О.Насиева. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: irina\_n@ngs.ru  
М.П.Федорук. Институт вычислительных технологий СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 6; e-mail: mife@ict.nsc.ru

обычных эрбиевых усилителей соответствует диапазону длин волн 1530–1565 нм и сильно ограничивает расширение оптической полосы частот линии передачи, а следовательно, число передающих каналов и полную скорость передачи информации. Существенным недостатком усилителей этого типа является также неравномерность коэффициента усиления в диапазоне рабочих длин волн. Это приводит к тому, что мощность одного канала начинает превышать мощность другого в WDM-системах дальней связи, вследствие чего увеличиваются ошибки при передаче данных.

В значительной мере ограничения, связанные с применением эрбиевых усилителей, могут быть преодолены при использовании распределенных рамановских усилителей [17]. Принцип их действия основан на применении вынужденного комбинационного рассеяния, обеспечивающего усиление слабого оптического сигнала путем преобразования части энергии мощной волны накачки.

Рамановские усилители обладают следующими принципиальными преимуществами по сравнению с эрбиевыми усилителями [18]. Полоса их усиления может быть расширена посредством увеличения числа волн накачки. Они обеспечивают относительно низкий уровень шумов, и, как следствие, увеличивают отношение сигнала к шуму. Коэффициент усиления этих устройств в широкой полосе частот можно выравнять путем регулирования входных мощностей накачки. Наконец, в качестве их активной среды может применяться сам волоконный световод.

Принципиальным недостатком рамановских усилителей до недавнего времени была их не очень высокая эффективность, что приводило к необходимости использовать довольно мощную непрерывную накачку (~1 Вт). Однако в последнее время были разработаны высокоэффективные рамановские волоконные лазеры, работающие практически на любой длине волны в диапазоне 1.2–1.5 мкм [19, 20], а также усилитель этого типа на основе волоконных световодов с большим содержанием германия и низкими оптическими потерями [21].

В связи с вышесказанным изучение систем с распределенным усилением в настоящее время представляется весьма актуальным и своевременным. За последние годы в печати появился ряд работ теоретического и экспериментального характера, посвященных изучению волоконно-оптических линий связи с распределенным рамановским усилением [22–30]. В настоящей работе численно построены солитонные решения для волоконной линии связи с распределенным рамановским усилением. Отдельная секция такой линии состоит из чередующихся участков стандартного одномодового волоконного световода и волоконного световода с компенсацией дисперсии (рис.1). Параметры световодов, используемые в расчетах, представлены в табл.1.

Для описания динамики оптических импульсов в

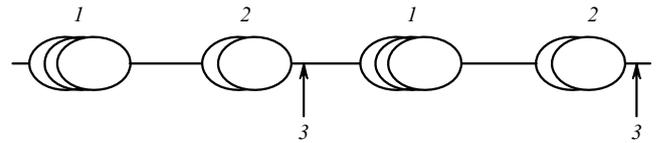


Рис.1. Отдельная секция волоконной линии связи с распределенным рамановским усилением:

1 – стандартный одномодовый волоконный световод; 2 – волоконный световод для компенсации дисперсии; 3 – обратная накачка.

волоконно-оптической линии связи применялось нелинейное уравнение Шредингера для комплексной огибающей электромагнитного поля  $\Psi(Z, T)$  [31]:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial Z} - \frac{1}{2} \beta_2(Z) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} + \sigma(Z) |\Psi|^2 \Psi = iG(Z) \Psi. \quad (1)$$

Здесь  $Z$  – дистанция распространения солитона в километрах;  $T$  – время в пикосекундах;  $|\Psi|^2$  – мощность оптического импульса в ваттах;  $\beta_2(Z)$  – коэффициент дисперсии групповой скорости;  $\sigma(Z) = 2\pi n_2(Z)/[\lambda_0 A_{\text{eff}}(Z)]$  – коэффициент нелинейности;  $n_2$  – нелинейный показатель преломления;  $\lambda_0$  – несущая длины волны;  $A_{\text{eff}}(Z)$  – эффективная площадь сечения световода;

$$G(Z) = -\gamma(Z) + \gamma_r(Z) \quad (2)$$

описывает оптические потери в волоконном световоде и распределенное рамановское усиление;  $\gamma_r(Z) = g_0 \times \exp[-2\gamma_p(L - Z)]$ ;  $L$  – длина одной секции волоконно-оптической линии;  $\gamma(Z) = 0.05 \ln(10)\alpha$ ;  $\gamma_p(Z) = 0.05 \ln(10)\alpha_p$ ;  $\alpha, \alpha_p$  – коэффициенты затухания импульса на несущей длине волны и на длине обратной волны накачки;  $g_0$  – входная мощность накачки ( $g_0$  выбирается таким образом, чтобы мощность сигнала полностью восстанавливалась в конце каждой секции).

В уравнении (1) сделаем замену переменной:

$$\Psi(Z, T) = A(Z, T) \exp \left[ \int_z G(z') dz' \right].$$

При этом перейдем к безразмерным переменным  $z = Z/L$ , где  $L$  берется в километрах;  $t = T/t_0$ , где  $t_0$  – характерное время в пикосекундах;  $|\Psi|^2 = P_0 |A|^2$ , где  $P_0$  – характерная мощность в ваттах. Тогда уравнение для функции  $A(z, t)$  удовлетворяет нелинейному уравнению Шредингера с периодическими коэффициентами:

$$iA_z + d(z)A_{tt} + c(z)|A|^2A = 0. \quad (3)$$

Здесь

$$d(z) = -\frac{L\beta_2(z)}{2t_0^2}; \quad c(z) = P_0 L \sigma(z) \exp \left[ 2 \int_z G(z') dz' \right].$$

Процедура усреднения, предложенная в работе [32], позволяет численно построить солитонные решения уравнения (3) для произвольных начальных условий.

Табл.1.

Световод	Длина (км)	Дисперсия $D$ на $\lambda = 1553$ нм (пс·км <sup>-1</sup> ·нм <sup>-1</sup> )	$dD/d\lambda$ (пс·км <sup>-1</sup> ·нм <sup>-2</sup> )	Потери (дБ/км)	$n_2$ (10 <sup>-20</sup> м <sup>2</sup> /Вт)	$A_{\text{eff}}$ (мкм)
Стандартный одномодовый волоконный световод	102	+16.4	+0.06	0.21	2.6	80
Волоконный световод с компенсацией дисперсии	17.425	-96	-0.18	0.5	2.6	26

В большинстве практически важных ситуаций форма реального ДУ-солитона в энергосодержащей области имеет вид, близкий к гауссовой кривой. Используя это обстоятельство, Габитов и Турицын в работе [33] на основе вариационного приближения получили систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений для описания динамики основных характеристик гауссова импульса на протяжении одного компенсационного периода: длительности импульса и параметра частотной модуляции. Данная система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{dT_0}{dz} = 4d(z)M(z), \tag{4}$$

$$\frac{dM}{dz} = \frac{d(z)}{T_0^3} - \frac{c(z)N^2}{T_0^2}. \tag{5}$$

Здесь переменная  $T_0(z)$  – длительность оптического импульса;  $M(z)$  – его частотная модуляция; параметр  $N^2$  пропорционален энергии импульса.

Позднее в [34] аналогичная система уравнений была получена и для среднеквадратичных моментов импульса в предположении параболического закона изменения его фазы:

$$T_0(z) = \left( \frac{\int t^2 |A|^2 dt}{\int |A|^2 dt} \right)^{1/2}, \tag{6}$$

$$M(z)T_0(z) = \frac{i \int t(AA_t^* - A^*A_t) dt}{\int t^2 |A|^2 dt}. \tag{7}$$

Периодические решения системы уравнений (4), (5) довольно хорошо описывают основные характеристики оптических солитонов (пиковую мощность, параметр фазовой модуляции и длительность) для ряда конкретных конфигураций волоконных линий связи. Сравнение решений системы уравнений (4), (5) с решениями типа ДУ-солитонов уравнения (3) будет приведено ниже.

Запишем в безразмерных переменных функцию  $G(z)$ :

$$G_1 = -\gamma_1 + g_0 \exp[-2\gamma_{p1}(l_1 - z) - 2\gamma_{p2}(1 - l_1)], \quad 0 < z < l_1, \tag{8}$$

$$G_2 = -\gamma_2 + g_0 \exp[-2\gamma_{p2}(1 - z)], \quad l_1 < z < 1, \tag{9}$$

где  $l_1$  – длина участка стандартного одномодового световода;  $\gamma_{p2}, \gamma_{p2}$  – коэффициенты затухания обратной волны накачки для различных участков световода. Условие

$$\int_0^1 G(z) dz = 0 \tag{10}$$

дает входную мощность накачки

$$g_0 = 2[\gamma_2 - (\gamma_2 - \gamma_1)l_1] \left\{ \frac{1}{\gamma_{p2}} + \left( \frac{1}{\gamma_{p1}} - \frac{1}{\gamma_{p2}} \right) \times \exp[-2\gamma_{p2}(1 - l_1)] - \frac{1}{\gamma_{p1}} \exp\{-2[\gamma_{p1}l_1 + \gamma_{p2}(1 - l_1)]\} \right\}^{-1}. \tag{11}$$

Рассмотрим вначале результаты численного решения системы уравнений (4), (5). Условия периодичности

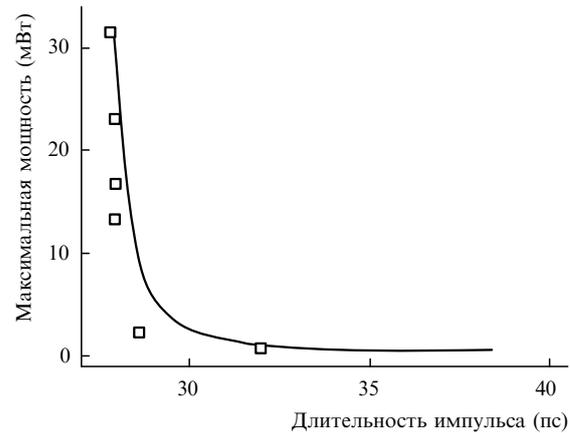


Рис.2. Зависимости максимальной мощности импульса от его длительности. Сплошная линия – решение системы уравнений (4), (5), точки – солитонные решения уравнения (3).

$$T_0(0) = T_0(1), \quad M(0) = M(1) \tag{12}$$

позволяют сформулировать для данной системы краевую задачу. Поскольку для определения трех неизвестных параметров  $T_0(0), M(0), N^2$  имеются только два условия (12), один из них полагается свободным. Алгоритм решения системы уравнений (4), (5) основан на сочетании методов Рунге–Кутты четвертого порядка и Ньютона [35] для определения двух оставшихся неизвестных параметров, например  $M(0)$  и  $N^2$ .

На рис.2 представлено решение системы уравнений (4), (5) в виде зависимости максимальной мощности импульса гауссовой формы от его длительности на полувысоте (при  $z = 0$ ). При построении солитонного решения в качестве начального приближения (при  $z = 0$ ) выбирался импульс гауссовой формы

$$A(0, t) = N \left[ \frac{2\sqrt{2}}{T_0(0)} \right]^{1/2} \exp \left[ -\frac{t^2}{2T_0^2(0)} + \frac{iM(0)t^2}{T_0(0)} \right]. \tag{13}$$

В формуле (13) параметры  $N, T_0(0)$  и  $M(0)$  были найдены из решения краевой задачи (4), (5). Затем на основе процедуры усреднения, описанной в [32], были построены решения типа ДУ-солитонов для исходной конфи-

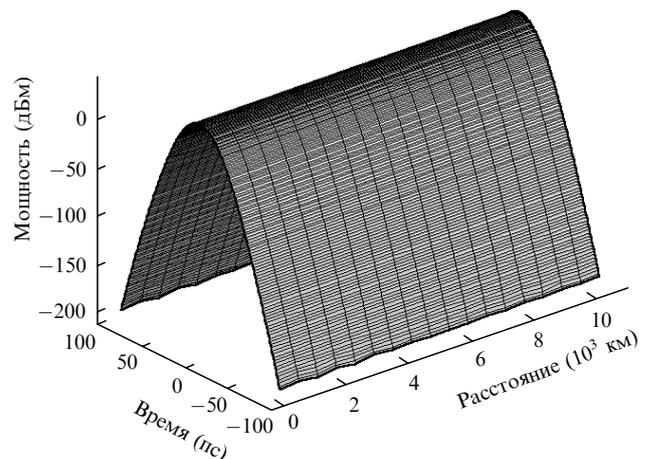


Рис.3. Распределение мощности солитонного импульса (в логарифмической шкале) на расстояниях, кратных длине одной секции волоконной линии.

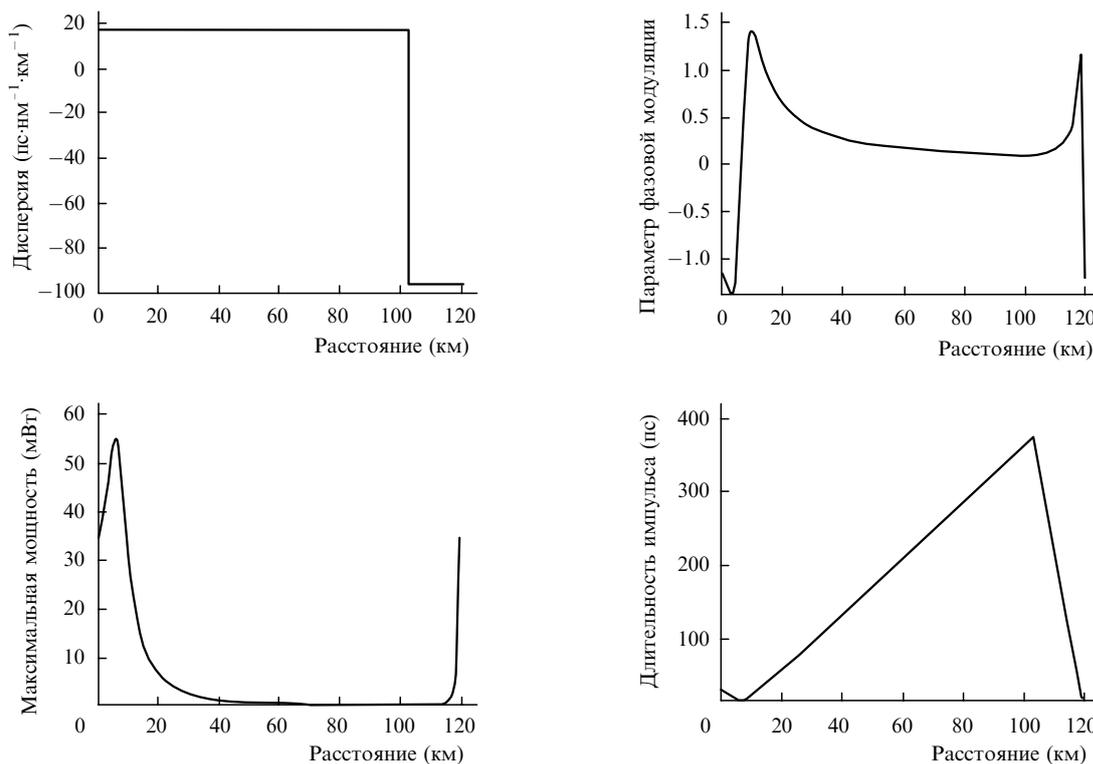


Рис.4. Динамика основных параметров солитонного импульса на одном периоде дисперсионной компенсации.

гурации волоконно-оптической линии связи. Численное решение нелинейного уравнения Шредингера (3), описывающее эволюцию оптического импульса, проводилось методом операторной экспоненты [31]. Решение типа ДУ-солитона считалось построенным, если различие его основных характеристик в начале и в конце периодической секции не превышало 0.001%. Зависимость максимальной мощности ДУ-солитонов от их длительности (точки) также представлена на рис.2. Видно, что решения системы уравнений (4), (5), достаточно хорошо соответствуют солитонным решениям, описываемым уравнением (3).

Распределение мощности ДУ-солитона на расстояниях  $Z$ , кратных длине одной секции волоконной линии  $L$ , приведено на рис.3. Отметим значительные изменения основных характеристик построенных солитонных решений на протяжении периода компенсации. Это подтверж-

дает представленная на рис.4 динамика основных характеристик солитона в пределах одного периода: максимальной мощности, длительности и параметра частотной модуляции. Динамика взаимодействия двух оптических ДУ-солитонов, первоначально сдвинутых относительно друг друга на 100 пс, на протяжении более 10000 км при скорости передачи данных (пропускной способности линии) 10 Гбит/с показана на рис.5.

Подведем итоги. Методами математического моделирования изучено распространение ДУ-солитонов по волоконно-оптической линии связи с распределенным рамановским усилением, отдельная секция которой состоит из стандартного одномодового световода и волоконного световода для компенсации дисперсии. Построены солитонные решения нелинейного уравнения Шредингера с периодическими коэффициентами и проведено сравнение этих решений с решениями, полученными в рамках модели Габитова–Турицына. Показано, что в такой конфигурации волоконной линии связи возможна солитонная передача данных на трансокеанические расстояния с пропускной способностью более 10 Гбит/с в одном частотном канале.

Работа поддержана Интеграционным проектом № 2 СО РАН и РФФИ (грант № 03-02-16496а).

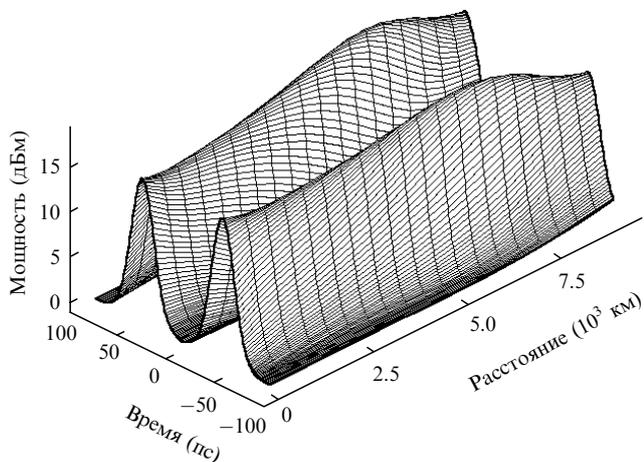


Рис.5. Динамика взаимодействия двух солитонных импульсов, первоначально сдвинутых относительно друг друга на 100 пс.

1. Mollenauer L.F., Mamyshev P.V., Neubelt M.J. *Electron. Lett.*, **21**, 327 (1996).
2. Hasegawa A. *Chaos*, **10**, 475 (2002).
3. Nakazawa M., Kubota H., Suzuki K., et.al. *Chaos*, **10**, 486 (2002).
4. Maimistov A.I., Basharov M. *Nonlinear Optical Waves* (Kluwer: Acad. Publ., 1999).
5. Smith N., Knox F.M., Doran N.J., Blow K.J., Bennion I. *Electron. Lett.*, **32**, 54 (1996).
6. Suzuki M., Morita I., Edagawa N., Yamamoto S., Taga H., Akiba S. *Electron. Lett.*, **31**, 2027 (1995).
7. Nakazawa M., Suzuki K., Kubota H., Yamada E. *Electron. Lett.*, **32**, 1686 (1996).
8. Gabitov I., Turitsyn S.K. *Opt. Lett.*, **21**, 327 (1996).

9. Georges T., Charbonnier B. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **9**, 127 (1997).
10. Nijhof J.H.B., Doran N.J., Forysiak W., Knox W.M. *Electron. Lett.*, **33**, 1726 (1997).
11. Smith N.J., Doran N.J., Forysiak W., Knox W.M. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1818 (1997).
12. Захаров В.Е., Манаков С.В. *Письма в ЖЭТФ*, **70**, 573 (1999).
13. Turitsyn S.K., Shapiro E.G., Mezentsev V.K. *Opt. Fiber Techn.*, **4**, 384 (1998).
14. Turitsyn S.K., Fedoruk M.P., Shapiro E.G., Mezentsev V.K., Turitsyna E.G. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics on Modeling of High Data Rate Optical Fiber Communications Systems*, **6**, 263 (2000).
15. Gordon G.P., Haus H.A. *Opt. Lett.*, **11**, 665 (1986).
16. Desurvire E. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers* (New York: John Wiley & Sons, Inc., 1993).
17. Dianov E.M. In: *Topical Meeting on Optical Amplifiers and Applications* (Nara, 1999, paper ThA1).
18. Дианов Е.М. *Вестник РАН*, **70**, 1010 (2000).
19. Каргов В.И., et. al. *Opt. Lett.*, **24**, 887 (1999).
20. Dianov E.M., et.al. *Opt. Lett.*, **25**, 402 (2000).
21. Dianov E.M., Grekov M.V., Bufetov I.A., et.al. *Electron. Lett.*, **34**(7), 669 (1998).
22. Matsuda T., Murakami M., Imai T. *Electron. Lett.*, **37**(4), 237 (2001).
23. Morita I., Tanaka K., Edagawa N. *Electron. Lett.*, **37**(8), 507 (2001).
24. Ereifej H.N., Grigoryan V., Carter G.M. *Electron. Lett.*, **37**(25), 1538 (2001).
25. Liao Z.M., Agrawal G.P. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **11**, 818 (1999).
26. Turitsyn S.K., Fedoruk M.P., Forysiak W., Doran N.J. *Opt. Commun.*, **170**, 23 (1999).
27. Liao Z.M., Agrawal G.P. *Opt. Express*, **9**, 66 (1999).
28. Wabnitz S., Le Meur G. *Opt. Lett.*, **26**, 777 (2001).
29. Okuno T., Tsuzaki T., Nishimura M. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **13**, 806 (2001).
30. Poutrina E., Agrawal G.P. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **14**, 39 (2002).
31. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Acad. Press, 2001).
32. Nijhof J.H.B., Doran N.J., Forysiak W., Berntson D. *Electron. Lett.*, **34**, 481 (1998).
33. Габитов И., Турицын С.К. *Письма в ЖЭТФ*, **63**, 861 (1996).
34. Turitsyn S.K., Gabitov I., Laedke E.W., Mezentsev V.K., Musher S.L., Shapiro E.G., Schaefer T., Spatschek K.H. *Opt. Commun.*, **151**, 117 (1998).
35. Годунов С.К., Рябенький В.С. *Разностные схемы. Введение в теорию* (М.: Наука, 1977).