

01; 07

© 1992

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ СОЛИТОНОВ
В НЕЛИНЕЙНОМ НАПРАВЛЕННОМ ОТВЕТВИТЕЛЕ
С АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

Ф.Х. Абдуллаев, С.А. Дарманян,
В.И. Гончаров

Известно, что использование сверхкоротких солитонных оптических импульсов открывает новые возможности для создания различных оптических устройств – сверхскоростных переключателей, транзисторов, логических элементов и др. [1–4]. Одним из примеров таких устройств является нелинейный направленный ответвитель (ННО), состоящий из двух параллельных туннельно-связанных волоконных световодов. В работах [1, 2, 5] было показано, что в ННО возможно управление переключением энергии оптических импульсов между каналами распространения и найдены характерные величины линейной связи и параметров солитонов, оптимальные для этого процесса. Для ряда приложений, например, для повышения эффективности и улучшения характеристик работы оптических переключателей и транзисторов, желательно, чтобы характеристики переключения – зависимость выходных параметров импульсов (например, энергии) в различных каналах ННО от входных – имели более крутой наклон. В этом случае меньшим изменением входной мощности сигнала можно добиться более эффективного переключения энергии на выходах ответвителя. Для достижения этой цели мы предлагаем использовать ответвитель, у которого в одном из каналов происходит усиление импульсов, например, благодаря введению активных примесей [6].

Рассмотрим работу такого ННО. Уравнения, описывающие распространение оптических импульсов выражаются в виде системы двух стандартно обезразмеренных, линейно связанных, модифицированных нелинейных уравнений Шредингера:

$$i u_{1x} + \frac{1}{2} u_{1\tau\tau} + |u_1|^2 u_1 = \varepsilon u_2 + i \gamma_1 \left[1 + \frac{1}{(\omega_g \tau_0)^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] u_1, \quad (1, a)$$

$$i u_{2x} + \frac{1}{2} u_{2\tau\tau} + |u_2|^2 u_2 = \varepsilon u_1 + i \gamma_2 \left[1 + \frac{1}{(\omega_g \tau_0)^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] u_2. \quad (1, б)$$

Здесь $u_{1,2}$ – обезразмеренные величины амплитуд электрического поля, x – нормированное расстояние вдоль оси волокна, τ – время

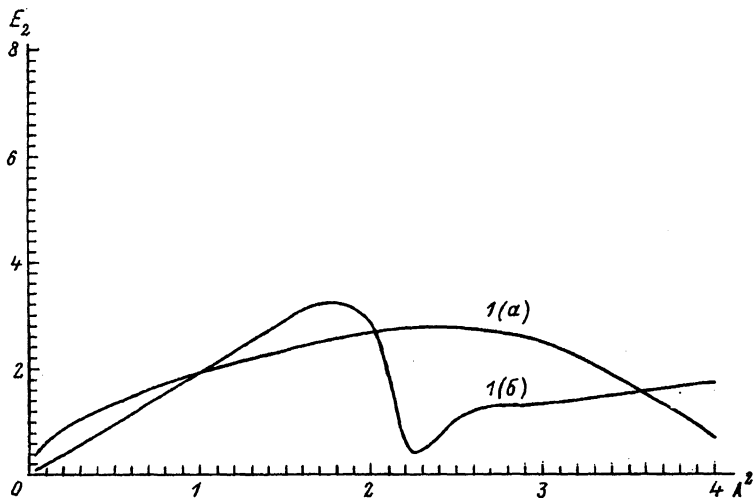


Рис. 1. Зависимость количества энергии во втором канале от квадрата начальной амплитуды в первом канале ННО без усиления ($\gamma_{1,2}=0$): кривые 1(а) и 1(б) для солитонов и солитоноподобных импульсов соответственно.

в системе отсчета, движущейся вместе с импульсом, ϵ — коэффициент линейной связи между волноводами, $\gamma_{1,2}$ — коэффициенты усиления, τ_0 — полная ширина солитона на полувысоте интенсивности. Отметим, что появление последнего члена в скобках в правой части уравнения (1) связано с учетом ширины полосы усиления (ω_g) активной примеси. Однако, как было показано в [6], если в качестве примесей использовать ϵr^3 , то уже для импульсов шириной $\tau_0 = 400 \text{ fs}$, в силу соотношения $\omega_g \tau_0 \gg 1$, этим членом можно пренебречь. В дальнейшем мы будем рассматривать именно этот случай, причем усиление будем считать происходящим только в одном из каналов ННО.

Для исследования эффектов переключения энергии одиночных импульсов между каналами ННО были проведены численные эксперименты, в которых начальные условия системы уравнения (1) выбраны в виде:

$$u_1(x=0, \tau) = A \operatorname{sech}(\beta \tau), \quad u_2(x=0, \tau) = 0, \quad (2)$$

причем рассматривались два типа начальных импульсов: а) солитоны ($\beta = A$) и б) солитоноподобные ($\beta = 1$). В обоих случаях амплитуда A варьировалась в пределах от 0 до 2, а величина линейной связи выбрана равной $\epsilon = -0.5$.

На рис. 1 и 2 представлены результаты численного моделирования. Кривые 1(а) и 1(б) на рис. 1 отображают зависимость

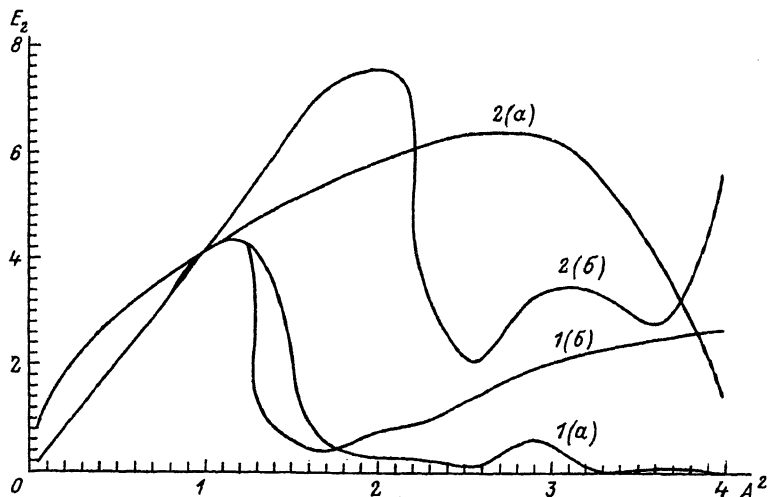


Рис. 2. То же, что и в рис. 1 для ННО с активным элементом: кривые 1 (а) и 1 (б) для случая усиления в первом канале ННО ($\gamma_1=0.2, \gamma_2=0$) и кривые 2 (а, б) для случая усиления во втором канале ($\gamma_1=0, \gamma_2=0.2$).

количества энергии $E_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau |u_2|^2$ во втором канале от квадрата

начальной амплитуды в первом канале ННО без учета усиления ($\gamma_{1,2}=0$) для солитонов и солитоноподобных импульсов, а кривые 1 (а, б) и 2 (а, б) на рис. 2 – с учетом усиления в первом и во втором канале соответственно. Все значения фиксировались на характерной длине: $L=3.6$ (порядка половины длины биения для случая плоских волн в линейных волоконных ответвителях ($L = \pi/2 |\varepsilon|$)). Видно, что в отсутствие усиления, кривая перекачки энергии круче для солитоноподобных импульсов. Кроме того, около пороговой величины входной мощности, при которой осуществляется режим „оптического запираения” импульса в канале распространения ($A_p \approx 1.48$), имеется участок крутого спада (рис. 1, кривая 1 (б)), что, как уже отмечалось [1], может быть использовано для создания эффективных оптических переключателей. При наличии усиления отчетливо наблюдается улучшение переключательной характеристики ответвителя – кривые перекачки энергии (рис. 2) имеют более крутой наклон. Наряду с более эффективным переключением энергии, усиление приводит к значительному увеличению разницы между мощностями на выходах ННО. Наличие активности в первом канале ($\gamma_1=0.2, \gamma_2=0$) приводит к сужению области пороговых значений начальных амплитуд, при которых происходит „запирание” в канале распространения ($A_p \approx 1.25$ для солитонов и

$A_p \approx 1.15$ для солитоноподобных импульсов и, соответственно, при $A_p \approx 2.0$, $A_p \approx 1.5$ в ННО без усиления). В случае, когда активным является второй канал ответвителя ($\delta_1 = 0$, $\delta_2 = 0.2$), кривые перекачки энергии и солитонов, и солитоноподобных импульсов с начальными амплитудами $A \leq 1$ идентичны, а режим "оптического запираия" импульсов, запускаемых в первый канал, реализуется при более высоких значениях амплитуд, чем в ННО без усиления. Отметим также, что кривые зависимости квадрата амплитуды во втором канале от квадрата амплитуды в первом аналогичны приведенным на рис. 1 и 2. Сравнивая полученные характеристики переключения можно заключить, что для волоконных переключателей эффективнее использовать солитоноподобные импульсы, а для оптических транзисторных устройств - солитоны.

Таким образом, из представленных результатов видно, что использование оптического усиления в волоконных ответвителях улучшает амплитудные и энергетические характеристики оптического переключения.

В заключение авторы выражают благодарность Р.М. Абрарову за полезное обсуждение результатов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Trillo S., Wabnitz S., Wright E.M., Stedeman G.I. // Opt. Lett. 1988. V. 13. No. 8. P. 672-674.
- [2] Abdullaev F., Abrarov R.M., Darmanyan S.A. // Opt. Lett. 1989. V. 14. No. 2. P. 131-133.
- [3] Wabnitz S., Trillo S., Wright E.M., Stegeman G.I. // JOSA B. 1991. V. 8. No. 3. P. 602-609.
- [4] Islam M.N., Sunderman E.R., Stollen R.H., Pleibel W., Simpson J.R. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 811-813.
- [5] Андрюшко Л.М., Карплюк К.С., Островский С.Б. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. С. 427-431.
- [6] Masataka Nakazawa, Hirokazu Kubota, Kenji Kurokawa, Eiichi Yamada. // JOSA B. 1991. V. 8. N 9. P. 1811-1817.

Поступило в Редакцию
27 июня 1992 г.