

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СОЛИТОНОВ В ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Е.М.Дианов, З.С. Никонова

Показано, что комбинационное самопреобразование частоты фемтосекундных солитонов ограничивает возможности их использования в нелинейных переключателях на основе туннельно-связанных волоконных световодов.

Как показано в /1/, на основе туннельно-связанных волоконных световодов (ВС) могут быть созданы нелинейно-оптические бистабильные устройства. В /2/ впервые экспериментально продемонстрировано нелинейное переключение в ВС с двойной сердцевинной пикосекундных световых импульсов с длиной волны, соответствующей положительной области дисперсии групповых скоростей в ВС. В /3–6/ показано, что солитоны обладают лучшими свойствами по сравнению с несолитонными импульсами с точки зрения их использования в нелинейных переключателях. Однако теоретический анализ /3–6/ был ограничен рамками модели кубического нелинейного уравнения Шредингера с учетом связи мод, которое неадекватно описывает динамику фемтосекундных волновых пакетов в ВС /7–11/. В /12/ рассмотрено переключение сверхкоротких импульсов в рамках системы нелинейных уравнений Шредингера, дополненных нелинейными и дисперсионными членами высших порядков, учетом связи мод и комбинационного самопреобразования частоты солитона.

Целью данной работы является теоретическое исследование предельных возможностей переключения фемтосекундных солитонов в туннельно-связанных ВС.

Нелинейная динамика распространения фемтосекундных импульсов в туннельно-связанных ВС описывалась системой уравнений для комплексных амплитуд огибающей световых волн в первом и втором ВС $\Psi_{1,2}(z, \tau)$ /7–11/:

$$i \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \tau^2} + R |\Psi_1|^2 \Psi_1 + i\beta\gamma \frac{\partial^3 \Psi_1}{\partial \tau^3} - i\gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (|\Psi_1|^2 \Psi_1) - \sigma R \Psi_1 \frac{\partial |\Psi_1|^2}{\partial \tau} + a \Psi_2, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial \Psi_2}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial \tau^2} + R |\Psi_2|^2 \Psi_2 + i\beta\gamma \frac{\partial^3 \Psi_2}{\partial \tau^3} - i\gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (|\Psi_2|^2 \Psi_2) - \sigma R \Psi_2 \frac{\partial |\Psi_2|^2}{\partial \tau} + a \Psi_1, \quad (2)$$

где τ — время, нормированное на длительность импульса t_0 ; z — координата вдоль ВС, нормированная на дисперсионную длину импульса $z_d = t_0^2 / |\partial^2 k / \partial \omega^2|$; R — коэффициент нелинейности; γ, β, σ — коэффициенты при членах, описывающих дисперсию нелинейности, кубическую дисперсию и комбинационное смещение частоты солитонов; a — коэффициент межканальной связи.

Как показали численные расчеты /12/, фемтосекундные солитоны предельно короткой длительности ($t_0 = 25$ – 50 фс) могут быть использованы в нелинейных бистабильных переключателях. В /12/ предполагалось, что коэффициент дисперсии $D \equiv (\lambda/c) (\partial^2 n / \partial \lambda^2)$ (λ — длина волны, c — скорость света, n — показатель преломления) не изменится при изменении несущей частоты импульса ω_c в процессе комбинационного рассеяния. Однако, если ω_c находится близко к точке нулевой материальной дисперсии ВС ω_0 , то комбинационный сдвиг частоты на длине перекачки энергии $z_p = \pi z_d / 2a$ может привести к тому, что коэффициенты дисперсии $D(z=0)$ и $D(z_p)$ будут отличаться в несколько раз /13/. Тогда при численном интегрировании (1), (2) необходимо учесть зависимость коэффициента дисперсии D от расстояния z , обусловленную комбинационным смещением частоты импульса. Для безразмерной системы уравнений (1), (2) учет зависимости $D(\omega_c(z))$ приводит

к тому, что коэффициент нелинейности R становится функцией несущей частоты ω_c . В настоящей работе для учета зависимости $R(\omega_c(z))$ использовалось выражение $R = R(z=0) / (1 + \Gamma \bar{\omega}_c \Delta\omega^{-1})$, где $\bar{\omega}_c = \int_{-\infty}^{\infty} (\omega - \omega_c) \times |\varphi(z, \omega)|^2 d\omega / \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(z, \omega)|^2 d\omega$; $\varphi(z, \omega)$ – Фурье-образ функции $\Psi_{1,2}(z, \tau)$; $\Delta\omega$ – полная ширина спектра на полувысоте волнового пакета, имеющего форму $\Psi(0, \tau) = \text{sech } \tau$; Γ – коэффициент, зависящий от $D(z=0)$. Уменьшение параметра R с ростом z приводит к уменьшению эффективного нелинейного набега фазы импульса, что может привести к утрате бистабильных свойств туннельно-связанных ВС в рассматриваемом диапазоне параметров нелинейности $R(z=0)$. Проведенные в настоящей работе численные расчеты в диапазоне параметров $R(z=0) = 3,5-7,5$ подтвердили это предположение. На рис. 1 приведены зависимости доли энергии в первом канале $\epsilon_1 = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_1(z=2, \tau)|^2 d\tau / (\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_1(0, \tau)|^2 d\tau)^{-1}$ от $R_0 \equiv R(z=0)$ для различных значений параметров γ, σ, Γ . Как следует из численных расчетов, при $\Gamma = 0,375$ крутизна кривых значительно уменьшается, а при $\Gamma = 0,75$ бистабильный режим переключения не наблюдается. На рис. 2 приведена динамика переключения солитонов, рассчитанная при $R(z) = 4,5$ (а) и $R(z) = 4,5 / (1 + 0,75 \bar{\omega}_c \Delta\omega^{-1})$ (б). Как следует из рис. 2, учет зависимости $R(\bar{\omega}_c)$ приводит к существенным изменениям динамики солитонов в туннельно-связанных ВС.

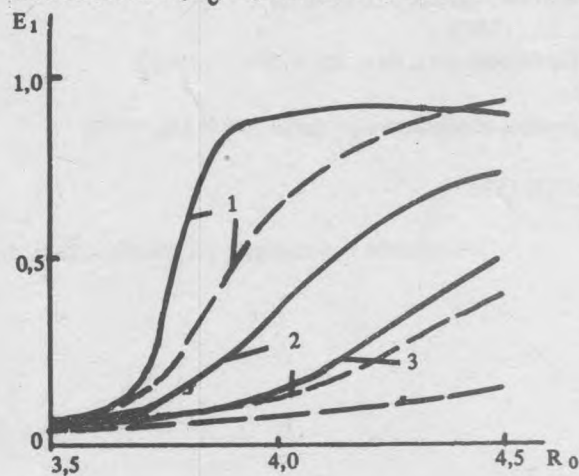


Рис. 1. Зависимости энергии импульса в первом ВС E_1 от параметра нелинейности, R_0 , рассчитанные при $\Psi_1(0, \tau) = \text{sech } \tau, z = 2, a = 1$, и $\Gamma = 0$ (1), $0,375$ (2), $0,75$ (3); сплошные кривые соответствуют значениям параметров $\sigma = 0,05, \gamma = 0,01, \beta = 0,25$; штриховые – $\sigma = 0,1, \gamma = 0,02, \beta = 0,25$.

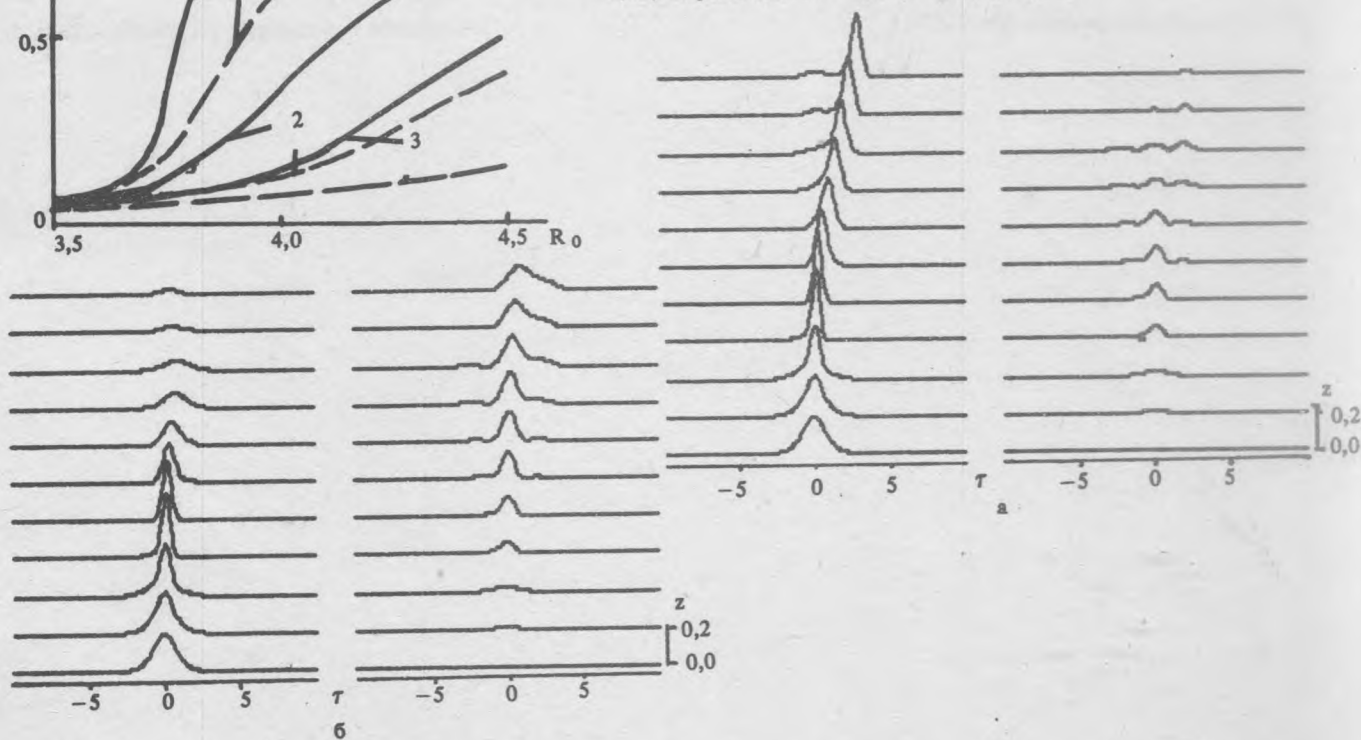


Рис. 2. Эволюция временных огибающих фемтосекундных солитонов, рассчитанная при $\Psi_1(0, \tau) = \text{sech } \tau, R_0 = 4,5, \sigma = 0,1, \gamma = 0,02, \beta = 0,25, a = 1$ и $\Gamma = 0$ (а), $\Gamma = 0,75$ (б).

Приведем для примера характерные параметры расчета рис. 2б: длительность солитона $t_0 = 50$ фс, длина волны $\lambda = 1,5$ мкм, коэффициент дисперсии $D(0) = 3$ пс/нм · км, пиковая мощность $P_0 = 0,5$ кВт, дисперсионная длина $z_d = 70$ см.

Таким образом, в настоящей работе теоретически исследованы предельные возможности переключения фемтосекундных солитонов в туннельно-связанных ВС. Показано, что комбинационное преобразование частоты солитонов длительностью 50–100 фс ограничивает возможности их использования в нелинейных переключателях на основе туннельно-связанных ВС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Майер А. А. Квантовая электроника, 9, 2296 (1982); 11, 157 (1984); 14, 1596 (1987).
2. Гусовский Д. Д. и др. Квантовая электроника, 14, 1144 (1987).
3. Blow K. J., Doran N. J., Wood D. Opt. Lett., 12, 202 (1987).
4. Trillo S. et al. Opt. Lett., 13, 672 (1988).
5. Азимов Б. С., Сухоруков А. П., Трухов Д. В. Изв. АН СССР, сер. физ., 52, 587 (1988).
6. Blow K. J., Doran N. J., Nayar V. K. Opt. Lett., 14, 754 (1989).
7. Gordon J. P. Opt. Lett., 11, 662 (1986).
8. Hasegawa A., Kodama Y. IEEE Journ. of Quantum Electron., QE-23, 510 (1987).
9. Серкин В. Н. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 33 (1987).
10. Выслоух В. А., Матвеев А. Н., Петрова Н. Ю. Препринт физ. фак. МГУ, № 14 (1989).
11. Stolen R. H. et al. Journ. Opt. Soc. Am. B., 6, 1159 (1989).
12. Дианов Е. М., Никонова З. С., Серкин В. Н. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 17 (1989).
13. Beaud P. et al. IEEE Journ. of Quantum Electron., QE-23, 1938 (1987).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 26 декабря 1989 г.