

01;07

Функция пропускания направленного ответвителя с насыщающейся нелинейностью

© П.И. Хаджи, О.К. Орлов

Приднестровский государственный университет, Тирасполь, Молдова

Поступило в Редакцию 29 января 1999 г.

Показано, что при учете эффекта насыщения функция пропускания направленного ответвителя оказывается сложной по сравнению с керровской, в частности, существуют характеристики пропускания с двумя критическими точками самопереключения.

Исследование нелинейных направленных ответвителей (ННО), базирующихся на закономерностях распространения однонаправленных распределенно-связанных волн, открывает широкие перспективы создания сверхбыстродействующих чисто оптических переключающих устройств [1–3]. В [1] предсказано явление самопереключения волн, которое заключается в том, что даже слабые изменения входной интенсивности одной из волн вызывают резкие изменения интенсивностей обеих волн на выходе системы. В [2] численными методами изучено влияние насыщения в показателе преломления среды и показано, что имеют место качественные изменения операционных характеристик ННО по сравнению с керровскими средами. В связи с этим представляет интерес получение точных аналитических решений системы уравнений ННО в модели среды с экспоненциальным насыщением показателя преломления (постоянной распространения).

Рассмотрим ННО, состоящий из двух идентичных световодов, для которых постоянная распространения β зависит от интенсивности J распространяющейся волны в виде [2]:

$$\beta = \beta_0 + \alpha \exp\left(-\frac{J}{J_s}\right), \quad (1)$$

где β_0 , α и J_s — константы. Будем считать, что константа связи ответвителя γ не зависит от интенсивности [1–3], а поглощение света в среде исчезающе мало.

Нелинейные дифференциальные уравнения для амплитуд E_1 и E_2 связанных волн, распространяющихся вдоль оси x световодов ННО, в этом случае имеют вид [1–4]:

$$\frac{dE_k}{dx} = -i \left(\beta_0 + \alpha \exp \left(-\frac{J_k}{J_s} \right) \right) E_k + i\gamma E_{3-k}, \quad k = 1, 2. \quad (2)$$

Вводя функции

$$J_1 = \frac{c}{8\pi} |E_1|^2, \quad J_2 = \frac{c}{8\pi} |E_2|^2, \\ Q = \frac{c}{8\pi} (E_1^* E_2 - E_2^* E_1), \quad R = \frac{c}{8\pi} (E_1^* E_2 + E_2^* E_1) \quad (3)$$

и используя (2)–(3), получаем следующую систему связанных нелинейных уравнений:

$$\frac{dJ_1}{dx} = i\gamma Q, \quad \frac{dJ_2}{dx} = -i\gamma Q, \\ \frac{dQ}{dx} = i\alpha \left(\exp \left(-\frac{J_1}{J_s} \right) - \exp \left(-\frac{J_2}{J_s} \right) \right) R + 2i\gamma (J_1 - J_2), \quad (4) \\ \frac{dR}{dx} = i\alpha \left(\exp \left(-\frac{J_1}{J_s} \right) - \exp \left(-\frac{J_2}{J_s} \right) \right) Q.$$

Найдем решения этой системы уравнений при условии, что на входной торце одного из световодов ННО (например, первого) подается лазерное излучение с амплитудой E_0 (интенсивностью J_0). Тогда из (4) удастся получить три интеграла движения и дифференциальное уравнение для интенсивности света в первом световоде, решение которого удобно представить в квадратурах в виде:

$$\int_{y_1}^{y_0} [y(y_0 - y) - a(1 - \exp(-y))^2(1 - \exp(y - y_0))^2]^{1/2} dy = 2\gamma x, \quad (5)$$

где введены следующие нормированные величины:

$$y_1 = \frac{J_1}{J_s}, \quad y_0 = \frac{J_0}{J_s}, \quad a = \frac{\alpha^2}{4\gamma^2}. \quad (6)$$

Здесь y_1 — нормированная интенсивность света в первом световоде ННО, y_0 — интенсивность накачки, a — параметр нелинейности.

Из (5) следует, что интенсивность света, распространяющегося вдоль первого световода, периодически изменяется от значения y_0 до некоторой минимальной величины, которая определяется как ближайший к y_0 корень нелинейного трансцендентного уравнения, получающегося обращением в нуль подкоренного выражения в (5).

Исследование фазовых траекторий дифференциального уравнения, соответствующего интегралу (5), и бифуркационной кривой на плоскости (a, y_0) показывает существование качественно различных типов решений. При $a < a_c$ имеет место полная перекачка интенсивности света из первого световода во второй, а при $a > a_c$ во второй световод перекачивается меньше половины интенсивности y_0 , подаваемой в торец световода. Здесь критическое значение параметра нелинейности a_c определяется выражением

$$a_c = \frac{y_0^2}{4(1 - \exp(-y_0/2))^4}. \quad (7)$$

При $a = a_c$ во второй световод перекачивается ровно половина интенсивности y_0 , причем это происходит на бесконечно большом расстоянии от переднего торца. Решение при $a = a_c$ является неустойчивым. Исчезающе малые изменения параметра a в одну либо в другую сторону от a_c переводят решение в области с различным поведением функции $y_1(x)$. В области $y_0 > 5.97$ у бифуркационной кривой $a_c(y_0)$ на плоскости (a, y_0) появляется вилка, то есть возникает новый участок кривой, ниже которой имеет место режим распространения света с полной перекачкой, тогда как при переходе через новую бифуркационную кривую перекачиваемая интенсивность меньше половины. На рис. 1 представлены фазовые траектории решения в плоскости $(dy_1/dx, y_1)$ при различных значениях параметров y_0 и a , которые показывают существование различных типов решений, разделяемых сепаратрисами. Сепаратрисы соответствуют значениям y_0 и a , расположенным на бифуркационных кривых в плоскости (a, y_0) , разделяющих области с различным поведением решений.

Сложным образом изменяется длина связи в зависимости от y_0 и a . При значениях y_0 и a , расположенных на бифуркационных кривых либо на сепаратрисах, длина связи обращается в бесконечность. При других значениях a и y_0 длина связи является конечной величиной. Отметим, что при $a > 6.029$ длина связи дважды обращается в бесконечность при увеличении y_0 .

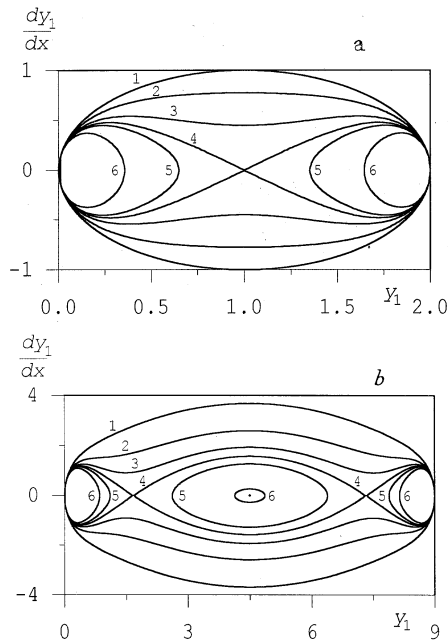


Рис. 1. Фазовые траектории в плоскости $(dy_1/dx, y_1)$ для случаев $0 < y_0 < 5.97$ (а) и $y_0 > 5.97$ (b) при различных значениях параметра нелинейности a : а) 1 — 0.0, 2 — 1.0, 3 — 5.0, 4 — 6.26, 5 — 7.0, 6 — 12.5; б) 1 — 7.0, 2 — 14.2, 3 — 17.3, 4 — 18.6, 5 — 19.5, 6 — 21.1.

На рис. 2 представлены функции пропускания (коэффициент передачи мощности) $T_1 = y_1/y_0$ первого световода ННО, накачиваемого с торца, в зависимости от уровня возбуждения y_0 при различных значениях параметра нелинейности a и длине ННО $L/L_0 = 5$. Длина L выбрана большей длины связи $L_0 = \pi/(2\gamma)$ линейного ответвителя.

Анализируя результаты, представленные на рис. 2, можно сделать вывод о многообразии и сложности поведения функции пропускания ННО при учете эффекта насыщения по сравнению с керровским ННО [1]. При $a < a_c$ кривая $T_1(y_0)$ характеризуется участками плавного увеличения и уменьшения пропускания в области малых значений y_0 . Уменьшение T_1 на начальном участке кривых обусловлено увеличением

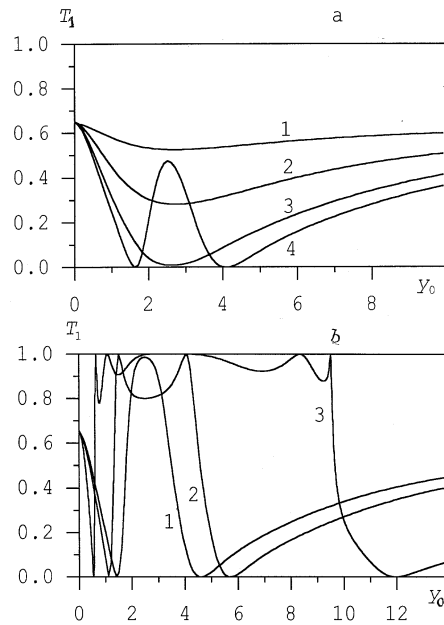


Рис. 2. Функция пропускания $T_1(y_0)$ накачиваемого с торца первого световода при длине ННО $L/L_0 = 5$ и различных значениях параметра нелинейности a : а) 1 — 1, 2 — 2, 3 — 5, 4 — $a > a_c$; б) 1 — 6.5, 2 — 8.0, 3 — 20.

длины связи с ростом y_0 . Когда длина связи в зависимости от уровня возбуждения y_0 оказывается равной длине ответвителя, имеет место полная перекачка излучения из первого световода во второй и пропускание первого световода оказывается равным нулю. Существенно, что у функции пропускания отсутствует осциллирующий хвост практически единичного пропускания с ростом уровня возбуждения y_0 , присущий керровским ННО [1].

При $a > a_c$ кривая пропускания с ростом y_0 дважды обращается в нуль при различных значениях y_0 , а между этими точками имеют место нерегулярные осцилляционные изменения в окрестности значения $T \approx 1$. При этом число осцилляций и ширина области осцилляций тем больше, чем больше параметр нелинейности a . Другой характерной особенностью функции пропускания является наличие двух крутых

участков изменения $T_1(y_0)$. Они соответствуют значениям y_0 , при которых длина связи ННО оказывается равной длине ответвителя.

Сравнивая полученные результаты с результатами [1] для керровского ННО, можно сделать вывод о существовании эффекта (двойного) самопереклЮчения в ННО с насыщением. В отличие от [1] учет эффекта насыщения приводит к существованию характеристик пропускания с двумя критическими точками самопереклЮчения. При этом если интенсивность входного излучения чуть меньше либо чуть больше критической, соответствующей средней точке фактически линейного, крутого участка пропускания, то практически все входное излучение оказывается в одном либо в другом световоде ответвителя. Таким образом, малые изменения входной интенсивности вблизи критической точки вызывают резкие изменения выходной интенсивности. Этот эффект может быть использован для создания чисто оптических переключателей, усилителей слабых сигналов, оптических транзисторов и других приборов интегральной оптики.

Список литературы

- [1] Майер А.А. // УФН. 1995. Т. 165. № 9. С. 1037–1079.
- [2] Chen Y. // J. Opt. Soc. Amer. 1991. V. B8. N 5. P. 986–992.
- [3] Абдуллаев Ф.Х., Гулямов Р. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 20. С. 10–13.
- [4] Begin J.D., Cada M. // IEEE J. Quant. Electron. 1994. V. QE-30. N 12. P. 3006–3016.