

01;07

Закономерности распространения света в направленном ответвителе с насыщающейся нелинейностью

© П.И. Хаджи, О.К. Орлов

Приднестровский государственный университет,
278000 Тирасполь, Молдавия

(Поступило в Редакцию 11 января 1999 г. В окончательной редакции 10 декабря 1999 г.)

Изучены закономерности распространения лазерного излучения в нелинейном направленном ответвителе с идентичными световодами с учетом эффекта насыщения показателя преломления среды. Получена бифуркационная плоскость параметров системы, в пределах которой определены области качественно различного поведения интенсивностей распространяющихся волн и функции пропускания. Доказана возможность существования эффекта самопереключения распространяющихся волн с двумя критическими точками. Изучено поведение длины связи ответвителя в зависимости от уровня возбуждения и параметра нелинейности. Указаны существенные отличия ответвителя с насыщающейся нелинейностью от керровского нелинейного ответвителя.

Введение

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 нелинейном режиме, когда показатель преломления вещества зависит от интенсивности волны, коэффициент передачи мощности каждой из волн определяется интенсивностью входной накачки. 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 настоящее время разработана удовлетворительная теория распространения света в ННО для сред с керровской поправкой к показателю преломления либо постоянной распространения, получены точные аналитические решения системы нелинейных уравнений для интенсивностей распространяющихся волн в терминах эллиптических функций и изучены особенности переключений. Однако пороговая мощность переключения в керровских ННО оказалась достаточно высокой, что снижает их практическую ценность. Вместе с тем ответвители на полупроводниках с присущими им гигантскими резонансными нелинейностями привлекают повышенный интерес, так как они могут обеспечить существенное понижение пороговой мощности переключения. В принципе полупроводники являются некерровскими средами, хотя в разложении восприимчивости в ряд по интенсивности распространяющейся волны с точностью до линейного члена они могут считаться керровскими. Однако при больших уровнях возбуждения возможны существенные отклонения от керровского поведения. Так, для сред, моделируемых системой двухуровневых атомов, присущ эффект насыщения, который существенно модифицирует показатель преломления и коэффициент поглощения. В [4–12] 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 [13] рассмотрен ННО на некерровских средах со степенной зависимостью показателя преломления от интенсивности. Однако точные аналитические решения нелинейных уравнений с некерровской нелинейностью в [4–13] отсутствуют.

По-видимому, еще более перспективными материалами являются среды с экситонными и биэкситонными нелинейностями, проявляющие широкий спектр когерентных нелинейно-оптических эффектов [14–16]. При этом зависимость показателя преломления среды от интенсивности распространяющейся волны, которую можно самосогласованно получить из уравнений типа Блоха, может оказаться достаточно сложной. В связи с этим представляет несомненный интерес получение аналитических решений системы уравнений ННО для некерровских сред. Ниже будут представлены точные аналитические решения таких уравнений в квадратурах, полученных для ННО в модели нелинейной среды с экспоненциальным насыщением показателя преломления (постоянной распространения).

Основные уравнения

Рассмотрим ННО, состоящий из двух идентичных световодов, для которых постоянная распространения β зависит от интенсивности J распространяющейся волны в виде [5,9]

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

где β_0 и α — константы, J_S — интенсивность насыщения.

Этим выражением будем моделировать нелинейную среду с насыщением показателя преломления (постоянной распространения). Из (1) видно, что функция $\beta(J)$ монотонно убывает с ростом интенсивности J света в световоде от значения $\beta_0 + \alpha$ при $J = 0$ до β_0

при $J \gg J_S$. Разлагая (1) в ряд по J/J_S с точностью до линейного слагаемого, получаем выражение для постоянной распространения β в керровском пределе для самодиффракцирующей среды. Далее будем считать константу связи γ обоих световодов ответвителя не зависящей от интенсивности, что практически всегда выполняется [1–13]. Кроме того, будем считать, что поглощение света в среде исчезающе мало.

Нелинейные дифференциальные уравнения для амплитуд E_1 и E_2 связанных волн, распространяющихся вдоль оси световодов ННО, в этом случае имеют вид [1–13]

$$\frac{dE_1}{dx} = -i \left(\beta_0 + \alpha \exp \left(-\frac{J_1}{J_S} \right) \right) E_1 + i\gamma E_2, \quad (2)$$

$$\frac{dE_2}{dx} = -i \left(\beta_0 + \alpha \exp \left(-\frac{J_2}{J_S} \right) \right) E_2 + i\gamma E_1. \quad (3)$$

Практически во всех работах эта система уравнений решается в предположении, что каждое из полей имеет свою амплитуду и фазу. Затем переходят от (2), (3) к системе нелинейных уравнений для амплитуд и разности фаз [1]. Нам представляется более удобным следующий подход, который приводит к решениям системы уравнений (2), (3) в квадратурах. Введем новые функции

$$J_1 = \frac{c}{8\pi} |E_1|^2, \quad J_2 = \frac{c}{8\pi} |E_2|^2,$$

$$Q = \frac{c}{8\pi} (E_1^* E_2 - E_2^* E_1), \quad R = \frac{c}{8\pi} (E_1^* E_2 + E_2^* E_1). \quad (4)$$

Используя (2), (3) и систему сопряженных уравнений, для новых функций получаем следующую систему связанных нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dJ_1}{dx} = i\gamma Q, \quad \frac{dJ_2}{dx} = -i\gamma Q, \quad (5)$$

$$\frac{dQ}{dx} = i\alpha \left(\exp \left(-\frac{J_1}{J_S} \right) - \exp \left(-\frac{J_2}{J_S} \right) \right) R + 2i\gamma (J_1 - J_2), \quad (6)$$

$$\frac{dR}{dx} = i\alpha \left(\exp \left(-\frac{J_1}{J_S} \right) - \exp \left(-\frac{J_2}{J_S} \right) \right) Q. \quad (7)$$

Найдем решения этой системы уравнений при условии, что на входной торце одного из световодов ННО (например, первого) подается лазерное излучение с амплитудой E_0 (либо интенсивностью J_0). Граничные условия для системы (5)–(7) тогда имеют вид

$$J_1|_{x=0} = J_0, \quad J_2|_{x=0} = 0, \quad Q|_{x=0} = R|_{x=0} = 0. \quad (8)$$

Из (5) легко получить следующий интеграл движения:

$$J_1 + J_2 = J_0, \quad (9)$$

что является следствием закона сохранения энергии в системе. Используя (5), (7) и (8), легко получить еще один интеграл движения

$$R = \frac{\alpha}{\gamma} J_S \left(1 - \exp \left(-\frac{J_1}{J_S} \right) \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{J_2}{J_S} \right) \right). \quad (10)$$

Подставляя (10) в (6) и используя снова (5), получаем третий интеграл движения

$$Q^2 = -4J_1(J_0 - J_1) + \frac{\alpha^2}{\gamma^2} J_S^2 \times \left(1 - \exp \left(-\frac{J_1}{J_S} \right) \right)^2 \left(1 - \exp \left(-\frac{J_2}{J_S} \right) \right)^2. \quad (11)$$

Легко показать, что существует еще один интеграл движения, связывающий все функции,

$$R^2 = Q^2 + 4J_1 J_2, \quad (12)$$

который в сущности является следствием выражений (9)–(11). Наконец, подставляя (11) в (5), легко получить нелинейное дифференциальное уравнение, описывающее пространственное изменение интенсивности света в первом световоде ННО

$$\frac{dJ_1}{dx} = -2\gamma \left\{ J_1(J_0 - J_1) - \frac{\alpha^2}{4\gamma^2} J_S^2 \times \left(1 - \exp \left(-\frac{J_1}{J_S} \right) \right)^2 \left(1 - \exp \left(-\frac{J_2}{J_S} \right) \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

Определив из (13) $J_1(x)$, с помощью (9) можно найти функцию $J_2(x)$. Введем нормированные величины

$$Y_1 = \frac{J_1}{J_S}, \quad Y_2 = \frac{J_2}{J_S}, \quad Y_0 = \frac{J_0}{J_S}, \quad z = 2\gamma x, \quad a = \frac{\alpha^2}{4\gamma^2}. \quad (14)$$

Тогда решение уравнения (13) в квадратурах для функции $J_1(x)$ можно представить в виде

$$\int_{Y_1}^{Y_0} \left[Y(Y_0 - Y) - a(1 - \exp(-Y))^2 \times (1 - \exp(Y - Y_0))^2 \right]^{-1/2} dY = 2\gamma x. \quad (15)$$

В целях качественного исследования решений уравнение (13) удобно представить в нормированных переменных также в виде

$$\left(\frac{dY_1}{dz} \right)^2 + W(Y_1) = 0, \quad (16)$$

где

$$W(Y_1) = -Y_1(Y_0 - Y_1) + a(1 - \exp(Y_1))^2 \times (1 - \exp(Y_1 - Y_0))^2 \quad (17)$$

играет роль потенциальной энергии нелинейного консервативного осциллятора. Колебания такого осциллятора существуют только в той области значений переменной Y_1 , в которой $W(Y_1) < 0$. Из (15), (17) видно, что поведение решений определяется двумя параметрами теории:

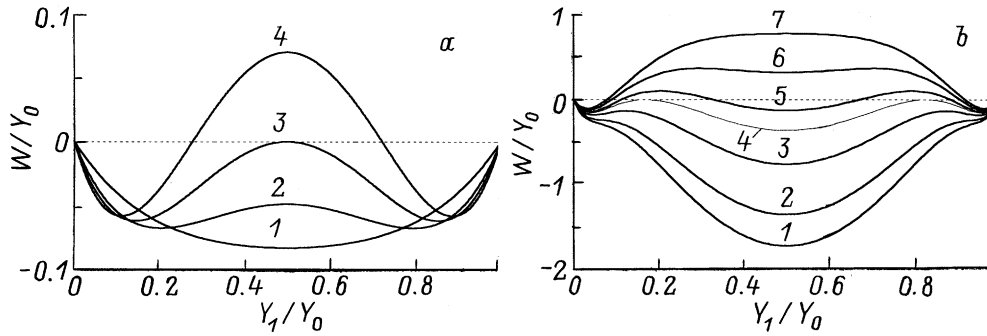


Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии нелинейного осциллятора W от Y_1 при различных значениях параметра нелинейности a . Для a 1 — 0.3, 2 — 0.5, 3 — 0.5988, 4 — 0.7; для b 1 — 13, 2 — 12, 3 — 10.5, 4 — 9.5537, 5 — 9, 6 — 8, 7 — 7.

нормированной интенсивностью Y_0 света, падающего на передний торец первого световода, и параметром нелинейности a .

Из (15) и (17) следует, что интенсивность света, распространяющегося вдоль первого световода, периодически изменится от значения Y_0 до минимальной величины $Y_1 \equiv Y_m$, которое определяется из уравнения

$$Y_m(Y_0 - Y_m) = a(1 - \exp(Y_m))^2(1 - \exp(Y_m - Y_0))^2, \quad (18)$$

причем в качестве решения Y_m этого уравнения выбирается положительный корень, ближайший к Y_0 .

Бифуркационная плоскость. Потенциальная энергия нелинейного осциллятора

С целью объяснения особенностей пространственного распределения полей в световодах ННО полезно рассмотреть поведение потенциальной энергии $W(Y_1)$ нелинейного осциллятора при различных значениях параметра нелинейности a и уровня возбуждения Y_0 (рис. 1), а также бифуркационные кривые на плоскости параметров (Y_0, a) , разграничивающие области значений этих параметров, в пределах которых поведение функции $W(Y_1)$ качественно различное (рис. 2). Из (17) следует, что $W(Y_1)$ проходит через нуль в точках $Y_1 = 0$ и $Y_1 = Y_0$. Из требования равенства нулю потенциальной энергии $W(Y_1)$ и ее производной dW/dY_1 приходим к выводу, что существует критическое значение накачки $Y_0 = Y_{0c}$, при котором качественно изменяется поведение функции $W(Y_1)$ и которое определяется из решения уравнения

$$\operatorname{ch}\left(\frac{Y_{0c}}{2}\right) = 1 + \frac{1}{2}Y_{0c}. \quad (19)$$

Единственный действительный положительный корень этого уравнения равен $Y_{0c} \approx 5.97$. Этому значению Y_{0c} соответствует значение параметра a , которое определяется выражением

$$a_{0c} = Y_{0c}^{-2} \exp(Y_{0c}) \quad (20)$$

и равно $a_{0c} = 10.98$. В плоскости параметров (Y_0, a) этим координатам соответствует точка D на рис. 2.

Из (16) следует, что при уровнях возбуждения $0 \leq Y_0 \leq Y_{0c}$ с ростом параметра a в точке $Y_1 = Y_0/2$ возникает максимум кривой $W(Y_1)$, высота которого постепенно растет (рис. 1, a). При значениях a , меньших некоторого критического, $\max W(Y_1) < 0$, поэтому область допустимых (разрешенных) смещений Y_1 осциллятора расположена между точками поворота $Y_1 = 0$ и $Y_1 = Y_0$, которые являются решениями уравнения $W(Y_1) = 0$. Это означает, что интенсивность поля в первом световоде Y_1 будет периодически изменяться от Y_0 до нуля. При критическом (бифуркационном) значении параметра $a = a_c$ максимум кривой $W(Y_1)$ приходится на точку $Y_1 = Y_0/2$, причем $W(Y_0/2) = 0$. Поэтому при значении $a \geq a_c$ возникает новая точка поворота в области $Y_0/2 < Y_1 < Y_0 (< Y_c)$ и интенсивность поля Y_1 , изменяясь периодически, уже не будет уменьшаться до нуля. Критическое (бифуркационное) значение параметра $a = a_c$ определяется величиной Y_0 и выражается формулой

$$a_c = \frac{Y_0^2}{4(1 - \exp(-Y_0/2))^4}. \quad (21)$$

Это уравнение представлено на рис. 2 непрерывной вогнутой кривой, отделяющей верхнюю область B бифуркационной плоскости от остальной области. Бифуркационная кривая $a_c(Y_0)$ имеет минимум в точке $Y_{0\min} \approx 2.514$, который определяется решением уравнения $\exp(Y_0/2) = 1 + Y_0$. Отсюда видно, что эффект переключения в области накачек $0 < Y_0 < Y_{0\min}$ приходится на все меньшие и меньшие значения параметра нелинейности a с ростом Y_0 . Это обусловлено тем, что равный нелинейный эффект переключения при уменьшении параметра нелинейности a можно обеспечить, только увеличивая интенсивность накачки Y_0 . Этот результат качественно согласуется с поведением интенсивности переключения в системе двух идентичных световодов с керровой нелинейностью [1]. При учете эффекта насыщения такое поведение имеет место только при $a_c < a_{c\min}$. Отметим, также, что ни при каком значении Y_0 невозможен эффект переключения, если параметр нелинейности $a < a_{c\min} = Y_{0\min}^2(1 + Y_{0\min})^4/4 \approx 6.029$. Необычным и еще более интересным является вывод

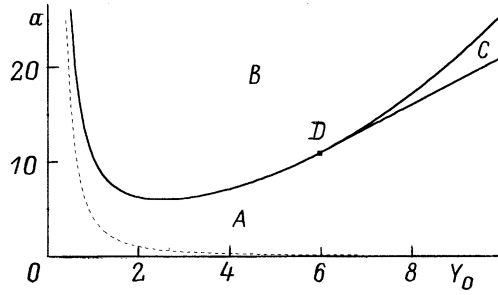


Рис. 2. Бифуркационная кривая $a(Y_0)$.

о том, что в области B при $Y_0 > Y_{0\min}$ с ростом Y_0 эффект переключения возникает при все больших и больших значениях параметра нелинейности a , что находится в contradикции с результатами, полученными для керровских сред [1]. Это объясняется тем, что при низких уровнях возбуждения $Y_0 \ll 1$ имеет место естественный предельный переход к линейному режиму, тогда как при больших уровнях возбуждения $Y_0 \gg 1$ роль экспоненциального слагаемого в (1) становится исчезающе малой и возникает нетрадиционный предельный переход к линейному режиму при увеличении Y_0 . Поэтому усиление роли нелинейности в области больших значений Y_0 возможно при больших значениях параметра a .

Таким образом, в области B (рис. 2) имеет место только частичная перекачка интенсивности света из первого световода во второй. С другой стороны, при $Y_0 \geq Y_{0C}$ возникает новая бифуркация, а именно при малых значениях параметра a (область A на рис. 2) кривая $W(Y_1)$ имеет два симметричных относительно точки $Y_1 = Y_0/2$ максимума, высота которых растет с ростом a (рис. 1, b). При новом критическом значении параметра a , которое определяется из системы уравнений

$$\frac{Y_0^2}{4} = z^2 + 4a \exp(-Y_0) \left(\operatorname{ch} \left(\frac{Y_0}{2} \right) - \operatorname{ch}(z) \right)^2, \quad (22)$$

$$1 = 4a \exp(-Y_0) \frac{\operatorname{sh}(z)}{z} \left(\operatorname{ch} \left(\frac{Y_0}{2} \right) - \operatorname{ch}(z) \right) \quad (23)$$

путем параметрического исключения переменной z , причем $Y_0 > Y_{0C}$, определяемое формулой (19), потенциальная энергия $W(Y_1)$ обращается в нуль одновременно в двух симметрично расположенных относительно $Y_1 = Y_0/2$ точках (кривая 4 на рис. 1, b). Таким образом, возникает новая точка поворота Y_1 в потенциальной яме $W(Y_1)$, причем $Y_0/2 < Y_1 < Y_0$. Нижняя кривая на бифуркационной плоскости, отщепляющаяся от основной кривой (формула (21)) в точке D (рис. 2), отделяет узкую область C от областей A и B , в пределах которой также имеет место неполная перекачка энергии из первого, накачиваемого с торца, световода во второй. В этом смысле области B и C качественно одинаковы, но возникают они по разным причинам. При плавном

переходе из области A в область C имеет место скачкообразное переключение от режима полной перекачки к режиму неполной перекачки, причем после скачка в первом световоде остается больше половины энергии, накачиваемой с переднего торца. При плавном переходе из области A в область B также имеет место скачкообразное переключение от режима полной перекачки к режиму частичной перекачки, однако сразу же после скачка во второй световод перекачивается ровно половина энергии, накачиваемой с переднего торца первого световода. Интересно, что при перемещении из глубины области C к границе области B доля перекачиваемой во второй световод энергии постепенно увеличивается, на границе раздела областей она оказывается равной $Y_0/2$ и после перехода в область B уменьшается.

Если зафиксировать значение параметра нелинейности a , то при увеличении Y_0 мы переходим из области A в область B либо B и C , а затем снова в область A , т.е. имеет место переход от режима полной перекачки интенсивности излучения из первого световода во второй к режиму частичной перекачки и, наконец, снова к режиму полной перекачки (рис. 2). При фиксированном Y_0 увеличение параметра нелинейности a приводит к переходу из режима полной перекачки в режим частичной перекачки. Для сравнения на рис. 2 представлена также бифуркационная кривая (штриховая линия) для ННО с керровской нелинейностью $\beta = \beta_0 + \alpha J$, для которой параметром нелинейности является величина a .

Указанные выше особенности качественно следуют также и из эволюции фазовых траекторий в плоскости $(Y_1, dY_1/dz)$ при различных значениях параметров Y_0 и a .

Пространственное распределение интенсивности возбуждаемого световода. Длина связи

На рис. 3 представлена минимальная интенсивность Y_m , которая сохраняется в первом световоде в процессе распространения, в зависимости от уровня возбуждения Y_0 при различных значениях параметра a , подсчитанная по формуле (18). При $a < a_{C\min}$ получаем $Y_m = 0$ при любых значениях Y_0 . При $a_{C\min} < a < a_{0C}$ на начальном

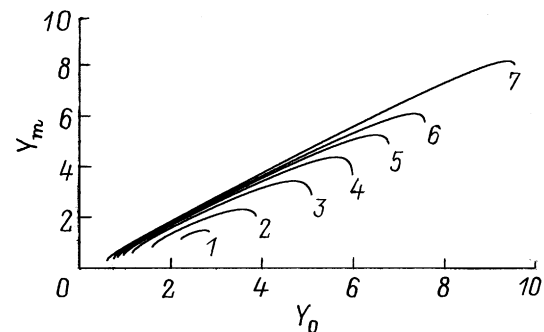


Рис. 3. Минимальная интенсивность $Y_m(Y_0)$ при a : 1 — 6.1, 2 — 7, 3 — 9, 4 — 11, 5 — 13, 6 — 15, 7 — 20.

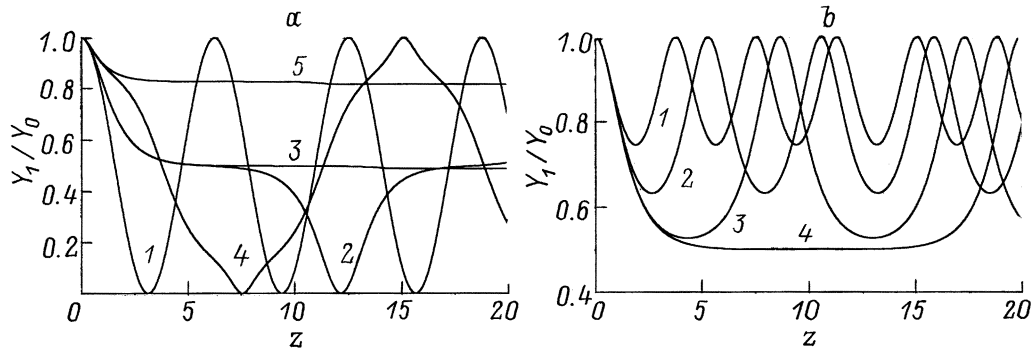


Рис. 4. Пространственное распределение интенсивности света $Y_1/Y_0(z)$ в первом световоде при $a=20$ и Y_0 : для a 1 — 0.05, 2 — 0.59, 3 — 0.5988, 4 — 10, 5 — 9.55; для b 1 — 5.9, 2 — 6.0, 3 — 6.3, 4 — 7.3.

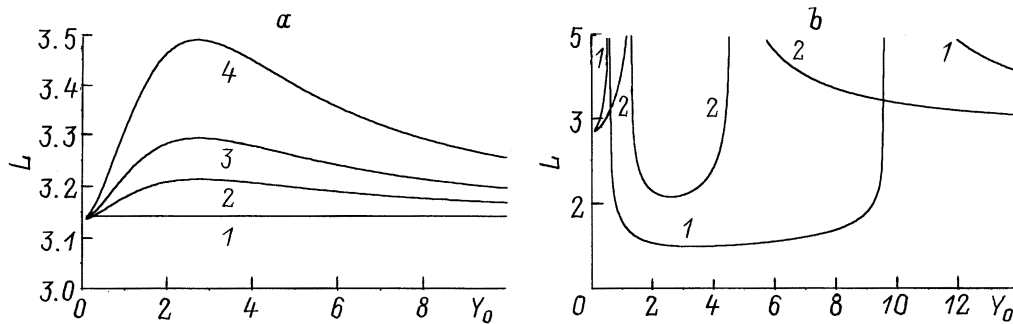


Рис. 5. Зависимость длины связи от Y_0 в первом световоде при a : для a 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 2; для b 1 — 8, 2 — 20.

этапе изменения Y_0 корень Y_m уравнения (18) равен нулю и не зависит от Y_0 , затем при некотором значении Y_0 , располагающемся на бифуркационной кривой (рис. 2), разделяющей области A и B , Y_m скачком принимает значение $Y_0/2$, после чего Y_m растет с ростом Y_0 , однако на правом участке той же бифуркационной кривой снова оказывается равным $Y_0/2$, после чего $Y_m = 0$ при дальнейшем увеличении Y_0 в области A . При $a > a_{0c}$ динамика изменения Y_m с ростом Y_0 в областях A и B бифуркационной плоскости на рис. 2 та же, далее при переходе в область C рост Y_0 приводит к дальнейшему росту Y_m , но на границе областей C и A Y_m оказывается больше $Y_0/2$. На каждом из представленных графиков имеется небольшой участок убывания Y_m с ростом Y_0 в области больших значений Y_0 . После перехода в область A Y_m снова обращается в нуль. Таким образом, везде в области A (рис. 2) изменения Y_0 величина Y_m равна нулю, так как имеет место режим полной перекачки энергии излучения из одного световода в другой. В областях B и C , соответствующих режиму неполной перекачки, $Y_0/2 < Y_m < Y_0$.

Рассмотрим теперь пространственное распределение интенсивности излучения, распространяющегося в световодах. Будем исследовать интенсивность излучения Y_1 в первом световоде, так как интенсивность Y_2 во втором световоде в соответствии с (9) равна $Y_2 = Y_0 - Y_1$. На рис. 4 представлено пространственное распределение

интенсивности света в первом световоде при различных значениях a и Y_0 . Видно, что при a , расположенной в области A (рис. 2), имеет место полная периодическая перекачка света из первого световода во второй. Длина связи L , т.е. расстояние, на котором происходит изменение интенсивности Y_1 от Y_0 до нуля, определяется формулой

$$L = \frac{1}{2\gamma} \int_0^{Y_0} [Y(Y_0 - Y) - a(1 - \exp(-Y))^2 \times (1 - \exp(Y - Y_0))^2]^{-1/2} dY. \quad (24)$$

С ростом Y_0 функция $L(Y_0)$ сначала растет, достигает максимума, а затем убывает (рис. 5, a). В линейном пределе ($a = 0$) из (24) получаем выражение для длины связи линейного направленного ответвителя $L = L_0 = \pi/(2\gamma)$.

Пространственное распределение интенсивности Y_1 при a , соответствующем областям B и C (рис. 2), существенно сложнее (рис. 4, b). При значениях Y_0 , расположенных на бифуркационной кривой a (Y_0) (рис. 2), пространственная эволюция испытывает радикальные изменения. При значениях Y_0 , принадлежащих левой части области A (рис. 2), имеет место периодическая полная перекачка из одного световода в другой, длина связи L

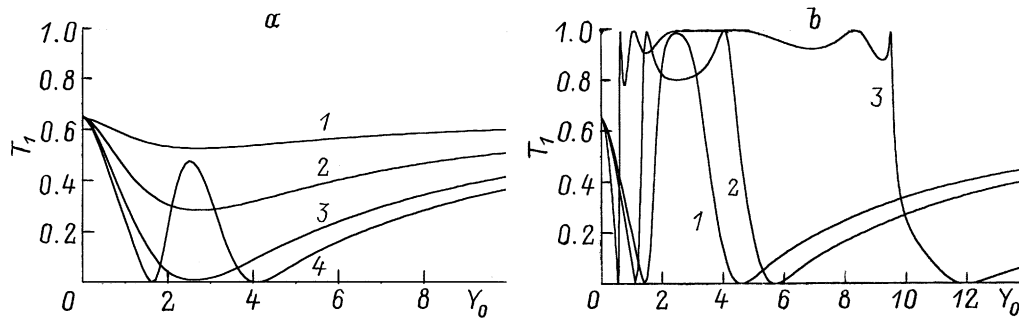


Рис. 6. Функция пропускания $T_1(Y_0)$ накачиваемого с торца первого световода при длине ННО $l = 5$. *a*: для a 1 — 1, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 6; для b 1 — 6.5, 2 — 8.0, 3 — 20.

по-прежнему определяется формулой (24) и монотонно растет с ростом Y_0 (рис. 5, *b*), обращаясь в бесконечность при Y_0 расположенном на бифуркационной кривой рис. 2. При значениях Y_0 , расположенных в области *B* и *C* (рис. 2), также имеет место периодическое изменение функции $Y_1(z)$, однако перекачка является неполной (рис. 4, *b*). Длина связи L в этом случае выражается формулой

$$L = \frac{1}{2\gamma} \int_{Y_m}^{Y_0} [Y(Y_0 - Y) - a(1 - \exp(-Y))^2 \times (1 - \exp(Y - Y_0))^2]^{-1/2} dY, \quad (25)$$

где Y_m выражается формулой (18).

С ростом Y_0 в области *B* и *C* длина связи сначала быстро убывает, достигает своего минимума, затем снова растет и обращается в бесконечность на правом участке бифуркационной кривой $a(Y_0)$ на рис. 2. Чем больше параметр a , тем глубже минимум функции $L(Y_0)$. Наконец, при Y_0 в правой части области *A* снова имеет место полная периодическая перекачка излучения из одного световода в другой, длина связи L снова выражается формулой (24) и монотонно убывает с ростом Y_0 (рис. 5, *b*).

Функция пропускания

На рис. 6 представлена функция пропускания (либо коэффициент передачи мощности) $T_1 = Y_1/Y_0$ накачиваемого с торца первого световода ННО в зависимости от уровня возбуждения Y_0 при различных значениях параметра нелинейности a и длине ННО $l = 5$. Длина l выбрана бóльшая, чем длина связи L_0 линейного ответвителя. Из представленных результатов можно сделать вывод о многообразии и сложности поведения функции пропускания ННО при учете эффекта насыщения по сравнению с керровским ННО [1]. При $a < a_{C \min}$ кривая $T_1(Y_0)$ характеризуется участками плавного увеличения и уменьшения пропускания в области малых значений

Y_0 (рис. 6, *a*). Уменьшение T_1 на начальном участке обусловлено увеличением длины связи L с ростом Y_0 . Когда длина связи L в зависимости от уровня возбуждения Y_0 оказывается равной длине ответвителя l , имеет место полная перекачка излучения во второй световод и пропускание в первом световоде оказывается равным нулю. Существенно, что у функции пропускания отсутствует осциллирующий хвост практически единичного пропускания с ростом уровня возбуждения Y_0 , характерный для керровского ННО [1].

При $a > a_{C \min}$ кривая пропускания с ростом Y_0 дважды обращается в нуль (рис. 6, *b*) при различных значениях Y_0 , а между этими точками имеют место осцилляционные изменения в окрестности значения $T_1 \approx 1$. При этом число осцилляций тем больше, чем больше параметр нелинейности a . Характерной особенностью функции пропускания является наличие двух крутых участков изменения $T_1(Y_0)$. Они соответствуют значениям Y_0 на левой и правой ветвях бифуркационной кривой $a(Y_0)$ со стороны области *A* при заданном значении параметра a (рис. 2), т. е. значениям Y_0 , при которых длина связи ННО оказывается равной длине направленного ответвителя. Степень крутизны указанных участков рис. 6, *b* соответствует крутизне функции $L(Y_0)$ (рис. 5, *b*). Если взять длину ответвителя меньшей линейной длины связи L_0 , то зависимость $T_1(Y_0)$ будет обращаться в нуль только один раз, причем со стороны бóльших значений Y_0 . Таким образом функция пропускания ННО с насыщением существенно определяется уровнем возбуждения, параметром нелинейности и длиной ответвителя.

Сравнивая полученные результаты с результатами [1] для керровского ННО, можно сделать вывод о существовании эффекта самопереключения и в ННО с насыщением. В отличие от [1] учет эффекта насыщения приводит к существованию характеристик пропускания с двумя критическими точками самопереключения (рис. 6, *b*). 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 вызывают резкие изменения выходной интенсивности. Как указано в [1], этот эффект может быть использован для создания чисто оптических переключателей, усилителей слабых сигналов, оптических транзисторов и других приборов интегральной оптики.

Заключение

Представленные выше результаты свидетельствуют о богатстве функциональных возможностей простейшего, симметричного, двухканального ННО с насыщающейся нелинейностью, накачиваемого с торца одного из световодов. Ясно, что асимметрия устройства изменит полученные результаты, увеличивая тем самым его потенциальные возможности. Как показано в [5], определенное влияние на функциональные особенности оказывает также поглощение света. Однако полученные нами результаты дают достаточно полное представление об операционных характеристиках ННО. Учет дополнительных предположений будет выполнен позднее.

Список литературы

- [1] Майер А.А. // УФН. 1995. Т. 165. № 9. С. 1037–1079.
- [2] Майер А.А. // УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1171–1196.
- [3] Jensen S.M. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. Vol. QE-18. N 10. P. 1580–1583.
- [4] Абдуллаев Ф.Х., Гулямов Р. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 20. С. 10–13.
- [5] Stegeman G.I., Seaton C.T., Ironside C.N. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. N 16. P. 1035–1037.
- [6] Stegeman G.I., Gaglioti E.L., Trillo S. et al. // Opt. Commun. 1987. Vol. 63. N 5. P. 281–284.
- [7] Gaglioti E.L., Trillo S., Wabnitz S. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. N 5. P. 293–295.
- [8] Gaglioti E.L., Trillo S., Wabnitz S. et al. // J. Opt. Soc. Amer. 1988. Vol. B5. N 2. P. 472–482.
- [9] Chen Y. // J. Opt. Soc. Amer. 1991. Vol. B8. N 5. P. 986–992.
- [10] Chen Y., Snyder A.W. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 3. P. 1614–1617.
- [11] Begin J.D., Cada M. // IEEE J. Quant. Electron. 1994. Vol. QE-30. N 12. P. 3006–3016.
- [12] Guzman A., Romagnoli M., Wabnitz S. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. N 7. P. 614–616.
- [13] Mitchell D.J., Chen Y., Snyder A.W. // Opt. Lett. 1990. Vol. 15. N 10. P. 535–537.
- [14] Москаленко С.А., Хаджи П.И., Ротару А.Х. Солитоны и нутация в экситонной области спектра. Кишинев: Штиинца, 1980.
- [15] Хаджи П.И. Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1985.
- [16] Хаджи П.И., Шибаршина Г.Д., Ротару А.Х. Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1988.