

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Оптическое самопереключение однонаправленных распределенно-связанных волн

А.А. Майер

Изложены теоретические и экспериментальные основы явления оптического самопереключения однонаправленных распределенно-связанных волн (ОРСВ). К ОРСВ относится целый класс волн в оптике: волны в туннельно-связанных оптических волноводах, волны при брэгговской дифракции, волны различных поляризаций в анизотропном волноводе или кристалле, волны на разных частотах в квадратично-нелинейной среде и другие.

PACS numbers: 42.25.-p

Содержание

Введение (1037).

1. Уравнения и интегралы для амплитуд одночастотных ОРСВ волн в кубично-нелинейной среде (1039).

1.1. Уравнения для амплитуд волн в туннельно-связанных оптических волноводах (ТСОВ). 1.2. Уравнения для периодической структуры. 1.3. Уравнения для ОРСВ различных поляризаций. 1.4. Об уравнениях для связанных мод. 1.5. Общий вид уравнений для амплитуд, их интегралы и уравнение для интенсивности. 1.6. О возможном отклонении уравнений от общего вида.

2. Самопереключение излучения при подаче на вход системы одной волны (1045).

2.1. Самопереключение излучения в системе с идентичными ОРСВ. 2.2. Автосинхронизация волн. 2.3. Самопереключение излучения в системе с неидентичными ОРСВ. 2.4. Влияние оптических потерь на самопереключение излучения. 2.5. О влиянии фазы сигнала на его усиление.

3. Самопереключение излучения при наличии двух волн на входе (1055).

3.1. Решение уравнений для идентичных ОРСВ. 3.2. Общее решение уравнений. 3.3. Условие, характерные точки, глубина и крутизна самопереключения излучения. 3.4. Переключение накачки слабым сигналом; режимы гигантского и линейного усиления сигнала. 3.5. Оптический транзистор с повышенным коэффициентом усиления, устойчивый к неустойчивости интенсивности накачки. 3.6. Самопереключение волн с близкими входными интенсивностями. 3.7. О случае $\Delta = 0$ для неидентичных ОРСВ. 3.8. Автосинхронизация волн и пределы изменения интенсивностей. 3.9. О зависимости интенсивностей от входной разности фаз. 3.10. Сравнение с результатами Уинфула. 3.11. Особенности самопереключения ОРСВ ортогональных поляризаций.

4. Переключение излучения в кубично-нелинейной системе с ОРСВ сигналом на другой частоте или другой поляризации (1065).

4.1. Уравнения для амплитуд волн. 4.2. Интегралы уравнений. 4.3. Численный анализ уравнений. 4.4. Об устранении влияния фазы сигнала на его усиление в ТСОВ.

5. Оптические мультивибраторы на основе ОРСВ (1069).

5.1. Оптические мультивибраторы, неустойчивые к набегу фазы в цепи обратной связи. 5.2. Оптические мультивибраторы, устойчивые к набегу фазы сигнала.

6. Самопереключение излучения в системе с тремя ОРСВ (1071).

6.1. Уравнения и интегралы. 6.2. Три идентичных ТСОВ, расположенных в одной плоскости. 6.3. Связь между всеми волноводами.

7. Приложение I (1073).

8. Приложение II (1073).

Заключение (1074).

Список литературы (1074).

Введение

В последние 20 лет возрос и продолжает усиливаться интерес к созданию сверхбыстродействующих, чисто оптических переключателей света. Это вызвано рядом причин. Во-первых, все возрастающими потребностями в сверхбыстрой обработке больших объемов информации в сочетании с необходимостью ее передачи по оптическим линиям связи, а также потребностями в создании суперкомпьютеров. Во-вторых, бурным развитием интегральной [1–7], волоконной [8–10, 3] и нелинейной [11–14, 6] оптики, которое, с одной стороны, ставит перед исследователями задачу создания принципиально новых сверхбыстродействующих чисто оптических приборов и устройств (в частности, оптических транзисторов), а с другой стороны, создает технологическую базу, необходимую для их решения. В-третьих, принципиальным ограничением на быстродействие электрических и электрооптических переключателей; оно обусловлено тем, что минимальное время переключения в них ограничено процессами заряда-разряда в электрической цепи

А.А. Майер. Институт общей физики РАН,
117942 Москва, ул. Вавилова 38. Тел. (095) 135-83-91

Статья поступила 29 декабря 1994 г.,
после доработки 24 марта 1995 г.

устройства (значениями емкости, сопротивления и индуктивности этой цепи), т.е. обычно составляет не менее 0,1–1 нс [3].

К первым публикациям по оптическим переключателям относятся работы В.Н. Лугового, А. Секе, Х. Сейдела (1969 г.) [15–17] по бистабильным переключателям на резонаторах Фабри–Перо, М. Деге и Дж. Хансена (1969 г.) [18] по керровским затворам и другие [19–21]. Отметим и работу Г.А. Аскарьяна (1968 г.) [22] по самоотражению света и самоизоляции тел. Хотя в ней рассматривалась медленная нелинейность, легко увидеть аналогию с [21]: если в [22] речь шла о наведенном полном внутреннем отражении, то в последующей работе А.Е. Каплана [21] — о нарушенном полном внутреннем отражении.

К 1982 г. было опубликовано уже немало статей по оптическим переключателям, причем наибольшую известность и популярность получили оптические бистабильные переключатели на основе резонатора Фабри–Перо [23, 24] и других систем с разнонаправленными связанными волнами [25–31]. Однако они имеют ряд недостатков. Во-первых, их быстродействие ограничено временем установления поля в резонаторе. Во-вторых, образуется мощная отраженная волна на входе системы. В-третьих, они неудобны для объединения в интегрально-оптические цепи. Сведения об этих и других оптических переключателях содержатся в обзорах [30, 31].

Новые широкие возможности для создания перспективных оптических переключателей и оптических транзисторов, открывает, как впервые показано нами [32–34]¹, другой класс систем — с *однонаправленными распределенно-связанными волнами (ОРСВ)*. Эти устройства исследованы нами [32–34, 36–72] и другими авторами [35, 73–107]. Основной поток работ на Западе по данной тематике начался в 1986 г., а за последние 5–6 лет количество публикаций взрывоподобно увеличилось и измеряется сотнями. Поэтому, не ставя целью охватить все последние публикации по этому новому направлению, постараемся с единых позиций изложить его теоретические и экспериментальные основы.

ОРСВ играют важную роль в оптике, особенно в интегральной [1–7, 108], волоконной [8–10, 109] и нелинейной [11–14, 6], хотя их линейная теория впервые развита для рентгеновского [110, 111] и СВЧ-диапазонов [112]. Их можно разделить на *две группы: с независимым и зависящим от амплитуд волн коэффициентом связи*².

К *первой группе ОРСВ с независимым от амплитуд волн коэффициентом связи* (более обширной) можно отнести: волны в туннельно-связанных волноводах, в частности, — в туннельно-связанных оптических волноводах (ТСОВ), т.е. двух параллельных, близко расположенных (на расстоянии ~ 1 –10 мкм) оптических волноводах; волны различных поляризации в одиночном волноводе с двулучепреломлением или в двулучепреломляющем кристалле; проходящую и дифрагированную волны в периодической структуре; две моды в неоднородном оптическом волноводе и др. [1–7].

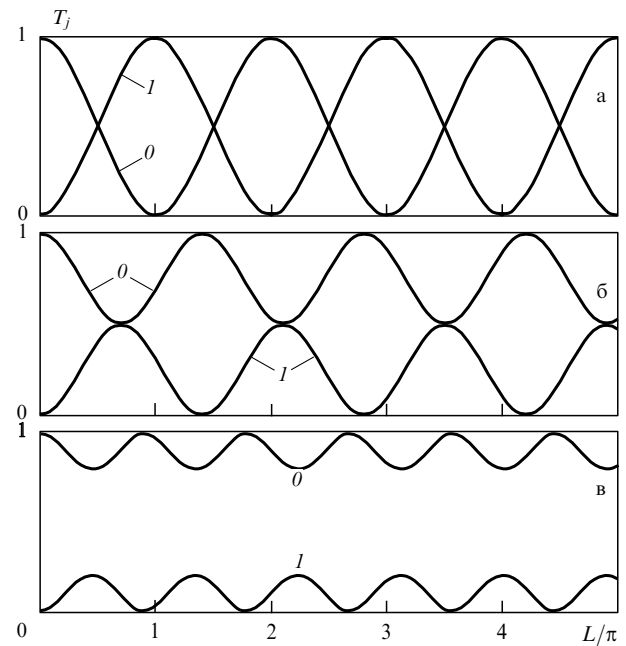


Рис. 1. Зависимость мощности (нормированной на входную, $T_j = I_{ji}/I_{00}$, $j = 0, 1$) двух ОРСВ (0 и 1) от нормированной длины связи $L = 2\pi K l / \lambda \beta$ в линейном режиме; K — коэффициент связи волн, l — длина системы, $\beta = (\beta_1 + \beta_0)/2$, β_j — эффективный показатель преломления j -й волны; $\xi = 0$ (а), $\xi = \alpha\beta/K = 1$ (б), $\xi = 2$ (в); $\alpha = \beta_1 - \beta_0$. В систему вводится одна из волн — нулевая: $I_{00} \neq 0$, $I_{10} = 0$

В линейном режиме, когда интенсивности волн малы и нелинейностью среды можно пренебречь, между такими волнами, по мере их распространения, происходит периодический (синусоидальный) обмен энергией (рис. 1). Так, если на вход системы подать одну из волн (назовем ее нулевой), то на некотором расстоянии от входа энергия перекачается в другую волну (назовем ее первой), затем может снова вернуться в нулевую, затем перекачаться в первую и т.д.

Если волны идентичны, т.е. их эффективные показатели преломления одинаковы, то перекачка полная; если же волны неидентичны, т.е. имеют разные эффективные показатели преломления, то перекачка не полная (см. рис. 1). Таким образом, коэффициент передачи мощности каждой волной зависит от разности эффективных показателей преломления волн [1–7].

Это наводит на мысль о том, что в нелинейном режиме, когда показатель преломления зависит от интенсивности волны, коэффициент передачи мощности каждой волной должен зависеть от входной интенсивности, т.е. *возможна нелинейная передача мощности или нелинейная перекачка*. Эти соображения и стимулировали наш интерес к изучению нелинейного взаимодействия таких волн.

Нам удалось обнаружить чрезвычайно интересное, ранее неизвестное явление, которое мы назвали самопереключением ОРСВ. Оно заключается в том, что при определенных условиях малая вариация входной интенсивности одной из ОРСВ вызывает резкое изменение соотношения ОРСВ на выходе системы. Изменение мощности каждой волны на выходе может в десятки, сотни, тысячи, миллионы (!) и более раз превышать изменение входной мощности. На основе этого явления

¹ Для одного из видов ОРСВ, а именно, волн в ТСОВ (см. ниже) и частного случая ввода света в один из идентичных ТСОВ, аналогичный переключатель был рассмотрен одновременно с нами Йенсеном [35].

² Имеется в виду коэффициент связи в уравнениях (1.5.1).

нами был предложен ранее неизвестный класс оптических транзисторов [32, 33].

Между тем, к началу нашей работы вопрос о нелинейном взаимодействии ОРСВ первой группы практически не исследовался. Исключение составляют отдельные работы по "нелинейной гиротропии" (Ахманов, Жариков 1967 г. [113]) и некоторые более ранние работы (Мэйкер, Тэрхьюн 1964 г. [114, 115]), в которых отмечено влияние кубичной нелинейности на поляризацию выходных волн. Почти одновременно с нашей работой [33] вышла работа [116] о нелинейной перекачке между волнами различных поляризаций в волоконном световоде с двулучепреломлением и о нелинейной передаче мощности в такой системе; однако об эффекте резкого переключения света между волнами различных поляризаций и об оптическом транзисторе на его основе в отличие от нашей работы [32, 33] в [116] речи не было.

Исследованию самопереключения этой группы ОРСВ посвящена публикуемая часть обзора.

Ко второй группе ОРСВ можно отнести волны, коэффициент связи которых зависит от их амплитуд. Это прежде всего волны на двух или трех различных частотах в квадратично-нелинейной среде; в частности волны на частотах ω и 2ω . К ним относятся и волны при попутном ВКР. Взаимодействие таких волн по самой своей сути нелинейно. С изучения таких волн, начавшегося более 25 лет назад, и берет начало современная нелинейная оптика [11, 12]. Однако и здесь к началу соответствующей части нашей работы имелись "белые пятна". В многочисленных работах изучалась зависимость интенсивностей волн или коэффициента преобразования частоты от продольной координаты или длины кристалла с целью получения максимального коэффициента преобразования на длине кристалла. Вопрос же о том, как будет меняться соотношение интенсивностей волн на различных частотах (скажем, ω и 2ω) на выходе из квадратично-нелинейной среды при изменении входной интенсивности одной из волн, не исследовался. Исключение составляет работа [117], где было предложено создать оптический транзистор на основе ГВГ в кристалле теллура, но на ином принципе, чем в наших работах [49, 50, 52, 53], посвященных этому вопросу. Отметим также, что хотя решение уравнений, описывающих взаимодействие волн на частотах ω и 2ω в квадратично-нелинейной среде (для плоских волн, в заданном поле), приведено в книге Бломбергера [12] еще в 1966 г., это решение аналитически не исследовалось для заданного поля при наличии на входе среды обеих волн (ω и 2ω), отстройке от синхронизма и произвольных соотношениях фаз волн на входе.

Исследование, проведенное нами, позволило предсказать и теоретически описать [49, 50, 52, 53] ранее неизвестное явление самопереключения таких ОРСВ, аналогичное явлению самопереключения ОРСВ первой группы. На его основе был впервые предложен [49, 50, 52] класс оптических транзисторов и полностью оптических переключателей света.

Явление самопереключения ОРСВ весьма сложно и многообразно. Существуют различные режимы этого явления, оно может происходить по-разному, иметь различную глубину и направление, а крутизна его может отличаться в сотни и тысячи раз (при одной и той же длине системы) в зависимости от начальных условий и параметров системы. Например, можно

осуществить полное самопереключение неидентичных волн (хотя в линейном режиме полная перекачка таких волн принципиально невозможна (см. рис. 1)!); с другой стороны, самопереключение идентичных волн может быть не полным (разделы 3.6, 3.11); возможны: режим оптического транзистора, режим гигантского усиления, двойное самопереключение (разделы 2.3, 3.4) и т.д. Нами найдены простые аналитические формулы, описывающие самопереключение: условия его возникновения, его крутизну, глубину, характерные точки и т.д. Для создания того или иного устройства (оптического транзистора, усилителя, ограничителя, мультивибратора, логического элемента и т.д.) следует выбрать соответствующий этому устройству режим явления самопереключения. Самопереключение ОРСВ сопровождается их автосинхронизацией. Эти и другие вопросы изложены в данном обзоре.

Первый раздел посвящен краткому выводу уравнений для трех видов нелинейных систем с ОРСВ первой группы и общему виду уравнений для таких волн. Во втором разделе показана возможность явления самопереключения ОРСВ и оно исследуется при подаче одной из волн на вход. В третьем разделе исследуется самопереключение ОРСВ при подаче на вход обеих волн. В четвертом разделе рассмотрено переключение мощной накачки сигналом, частота или поляризация которого отлична от частоты или поляризации накачки. В пятом разделе описаны оптические мультивибраторы на основе этого явления. Шестой раздел посвящен самопереключению трех ОРСВ.

1. Уравнения и интегралы для амплитуд одночастотных ОРСВ волн в кубично-нелинейной среде

Для описания взаимодействия ОРСВ в кубично-нелинейной среде был применен [33] метод медленно-меняющихся амплитуд, хорошо зарекомендовавший себя в нелинейной [11–13] и интегральной оптике [3–6], а также в динамической теории дифракции рентгеновских лучей [110, 111]. Исходим из хорошо известного уравнения

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{\hat{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{nl}}{\partial t^2}, \quad (1.1)$$

где кубично-нелинейная поляризация $\mathbf{P}_{nl} = \hat{\theta} : \mathbf{EEE}$, причем $\hat{\theta}(x, y)$ — распределение тензора кубичной восприимчивости³ по поперечному сечению системы.

В стационарном режиме поле на данной частоте

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_\omega(x, y, z) \exp(i\omega t) + \mathbf{E}_\omega^*(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (1.2)$$

и поэтому в стационарном режиме уравнение для поля на данной частоте ω имеет вид

$$\Delta \mathbf{E}_\omega + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \mathbf{E}_\omega = -\frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{P}_{nl,\omega} \quad (1.3)$$

с нелинейной поляризацией

$$\mathbf{P}_{nl,\omega} = \hat{\theta} : (\mathbf{E}_\omega^* \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega + \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega^* \mathbf{E}_\omega + \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega^*). \quad (1.4)$$

³ Множитель 4π , отсутствующий в правой части (1.1), включаем в компоненты тензора $\hat{\theta}$.

1.1. Уравнения для амплитуд волн в туннельно-связанных оптических волноводах (ТСОВ)

В ТСОВ (рис. 5а, г) показатель преломления в каждой точке линейно зависит от интенсивности. Поле \mathbf{E}_ω является, в свою очередь, суперпозицией двух связанных волн (нулевой и первой), распространяющихся соответственно в нулевом и первом волноводах

$$\mathbf{E}_\omega(x, y, z) = \mathbf{e}_0 A_0(z) E_0(x, y) \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \beta_0\right) + \mathbf{e}_1 A_1(z) E_1(x, y) \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \beta_1\right), \quad (1.1.1)$$

где $A_j(z)$ — медленно-меняющиеся (комплексные) амплитуды волн, \mathbf{e}_j — орты поляризации этих волн; $E_j(x, y)$ — распределения полей по поперечному сечению волноводов (профили полей), β_j — эффективные показатели преломления волноводов, $j = 0, 1$ — номер волны.

Будем считать, что амплитуды $A_j(z)$ имеют смысл и размерность электрических полей (как бы усредненных по сечению системы с координатой z), в силу чего нормируем безразмерные профили полей так, чтобы величины $c\beta_j|A_j|^2/2\pi$ соответствовали интенсивностям волн, т.е. потребуем, чтобы выполнялось соотношение

$$\frac{c\beta_j}{2\pi} |A_j|^2 \iint |E_j(x, y)|^2 dx dy = P_j, \quad (1.1.2)$$

где P_j — мощность излучения в j -й волне. Если площадь эффективного поперечного сечения j -го волновода равна S_j , то согласно принятой нами нормировке

$$\iint |E_j|^2 dx dy = S_j.$$

Профили полей удовлетворяют уравнениям

$$\Delta_\perp E_j + \frac{\omega^2}{c^2} (n_j^2 - \beta_j^2) E_j = 0, \quad (1.1.3)$$

т.е. являются собственными функциями этих уравнений.

Подставляя (1.1.1) в (1.4) и приводя подобные члены, получаем общее выражение для нелинейной поляризации на частоте ω

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{nl, \omega} = \hat{\theta} : & \left\{ 3\mathbf{e}_0\mathbf{e}_0\mathbf{e}_0 |E_0|^2 E_0 |A_0|^2 A_0 \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \beta_0\right) + \right. \\ & + (\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1\mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_0\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_1\mathbf{e}_0\mathbf{e}_0) 2|E_0|^2 E_1 |A_0|^2 A_1 \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \beta_1\right) + \\ & + (\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_1\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_1\mathbf{e}_1\mathbf{e}_0) E_1^2 E_0^* A_1^2 A_0^* \exp\left[i(\beta_1 + \alpha) \frac{\omega}{c} z\right] + \\ & + (\mathbf{e}_1\mathbf{e}_0\mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_0\mathbf{e}_1\mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_0\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1) E_0^2 E_1^* A_1^2 A_0^* \exp\left[i(\beta_0 - \alpha) \frac{\omega}{c} z\right] + \\ & + (\mathbf{e}_1\mathbf{e}_1\mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_1\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_0\mathbf{e}_1\mathbf{e}_1) 2|E_1|^2 E_0 |A_1|^2 A_0 \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \beta_0\right) + \\ & \left. + 3\mathbf{e}_1\mathbf{e}_1\mathbf{e}_1 |E_1|^2 E_1 |A_1|^2 A_1 \exp\left(i \frac{\omega}{c} z \beta_1\right) \right\}, \quad (1.1.4) \end{aligned}$$

где $\alpha \equiv \beta_1 - \beta_0$.

Пусть распределение показателей преломления в поперечном сечении каждого волновода с номером

$j = 0, 1$ по поперечной координате x , направленной вдоль кратчайшего расстояния, соединяющего центры волноводов, имеет вид

$$n_0^2 = \begin{cases} n_l^2, & x < 0, \\ n_0^2(x, y), & 0 \leq x \leq t_0, \\ \bar{n}^2, & x > t_0, \end{cases} \quad n_1^2 = \begin{cases} \bar{n}^2, & x < d + t_0, \\ n_1^2(x, y), & d + t_0 \leq x \leq d + t_0 + t_1, \\ n_r^2, & x > d + t_0 + t_1, \end{cases} \quad (1.1.5)$$

где $n_j(x, y)$ — показатель преломления светонесущей жилы (или слоя) j -го волновода, t_j — размер этой жилы (слоя) по оси x ; n_l и n_r — показатели преломления материала, заполняющего пространство слева и справа от краев светонесущих жил (слоев) соответственно нулевого и первого волноводов, \bar{n} — показатель преломления материала, заполняющего зазор между светонесущими жилами, d — размер этого зазора (по оси x).

Квадрат показателя преломления $n^2(x, y)$ системы из двух ТСОВ представим в виде [8]

$$n^2(x, y) = (n_0^2 - \bar{n}^2 - n_l^2) + (n_1^2 - \bar{n}^2 - n_r^2) + (n_l^2 + \bar{n}^2 + n_r^2) = (n_0^2 - \bar{n}^2) + (n_1^2 - \bar{n}^2) + \bar{n}^2. \quad (1.1.6)$$

Подставим (1.1.1) в (1.3), отбросим вторые производные амплитуд по z и учтем (1.1.3)–(1.1.6). Домножим обе части полученного таким образом уравнения поочередно на $E_0^*(x, y)$ и $E_1^*(x, y)$ и проинтегрируем каждый раз по поперечному сечению. Отбрасывая величины второго порядка малости, получаем [32, 33]

$$\begin{cases} 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_0}{dz} + K_{01} A_1 \exp\left(i\alpha \frac{\omega}{c} z\right) = -\theta_0 |A_0|^2 A_0, \\ 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_1}{dz} + K_{10} A_0 \exp\left(-i\alpha \frac{\omega}{c} z\right) = -\theta_1 |A_1|^2 A_1, \end{cases} \quad (1.1.7)$$

где $\beta = (\beta_0 + \beta_1)/2$; коэффициенты связи имеют вид

$$K_{01} = \frac{(\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1) \iint (n_0^2 - \bar{n}^2) E_1(x, y) E_0^*(x, y) dx dy}{\iint |E_0(x, y)|^2 dx dy}, \quad K_{10} = \frac{(\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1) \iint (n_1^2 - \bar{n}^2) E_0(x, y) E_1^*(x, y) dx dy}{\iint |E_1(x, y)|^2 dx dy},$$

известный из линейной интегральной оптики [3, 4, 8];

$$\theta_j = \frac{3 \iint \bar{\theta}_j |E_j(x, y)|^4 dx dy}{\iint |E_j|^2 dx dy} \quad (1.1.8)$$

— нелинейные коэффициенты волноводов, причем свертки тензора $\hat{\theta}$ имеют вид $\bar{\theta}_j = \mathbf{e}_j \hat{\theta} : \mathbf{e}_j \mathbf{e}_j \mathbf{e}_j$. В качестве тензора $\hat{\theta}$, как правило, можно использовать тензор $\bar{\theta}$ изотропной среды [118] (см. Приложение I); в этом случае получаем $\bar{\theta}_j = \theta_{xxxx}^{(j)} = \theta_{yyyy}^{(j)} = \theta_{zzzz}^{(j)}$.

Уравнения, аналогичные (1.1.7) (правда, более громоздкие и не учитывающие возможную неидентичность волноводов), получены Йенсеном [35] одновременно с нами [33] (по датам поступления статей). Наш приоритет в этом вопросе подтвержден [32].

1.2. Уравнения для периодической структуры

Выведем уравнения для амплитуд волн при брэгговской дифракции в периодической структуре (рис. 5в, ж). Линейную и кубично-нелинейную восприимчивости разложим в ряд Фурье по векторам обратной решетки [110, 111]

$$\hat{X} = \hat{\varepsilon} - 1 = \sum_m \hat{X}_{mh} \exp(imhr),$$

$$\hat{\theta} = \sum_m \hat{\theta}_{mh} \exp(imhr) \quad (1.2.1)$$

(здесь $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), а полное электрическое поле вблизи условия Брэгга представим как сумму проходящей и дифрагированной волн, распространяющихся в направлениях "0" и "h":

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_0 A_0(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + \mathbf{e}_h A_h(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_h \mathbf{r}), \quad (1.2.2)$$

где $A_{0,h}(\mathbf{r})$ — медленно-меняющиеся амплитуды волн, $k_0 = n_0 \omega / c$, $n_0 = \sqrt{1 + X_0}$, $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{h}$, $h = 2\pi/\tilde{d}$, \tilde{d} — период структуры, $\mathbf{e}_{0,h}$ — орты поляризации.

Подставим (1.2.1) и (1.2.2) в (1.3), (1.4) и отбросим вторые производные амплитуд. Приводя подобные члены, получаем общее выражение для нелинейной поляризации на частоте ω , совпадающее с (1.1.4), в котором, однако, профили полей теперь формально положены равными единице, а под индексами "0" и "1" подразумеваются индексы "0" и "h". Отбрасывая ненулевые фурье-компоненты $\hat{\theta}$, как величины второго порядка малости, получаем систему укороченных уравнений для амплитуд [38]

$$2in_0 \frac{c}{\omega} \left(\cos \vartheta_0 \frac{\partial A_0}{\partial z} + \sin \vartheta_0 \frac{\partial A_0}{\partial x} \right) =$$

$$= X_{-h} A_h + (\theta_0^{(0)} |A_0|^2 + \theta_0^{(0,h)} |A_h|^2) A_0,$$

$$2in_0 \frac{c}{\omega} \left(\pm \cos \vartheta_h \frac{\partial A_h}{\partial z} \mp \sin \vartheta_h \frac{\partial A_h}{\partial x} \right) =$$

$$= X_h A_0 - 2\alpha A_h + (\theta_0^{(h)} |A_h|^2 + \theta_0^{(h,0)} |A_0|^2) A_h, \quad (1.2.3)$$

где верхние знаки относятся к случаю Лауэ ($\mathbf{h} \perp \mathbf{n}$), а нижние — к случаю Брэгга ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{n}$) [110, 111]; \mathbf{n} — нормаль к поверхности образца; $z = \mathbf{n}\mathbf{r}$; параметр $\alpha = (k_h - k_0)c/\omega \approx n_0(\vartheta - \vartheta_B) \sin(2\vartheta_B)$ — характеризует отклонение от брэгговского условия, $\vartheta_0 = \mathbf{k}_0 \mathbf{n}$, $\vartheta_h = \mathbf{k}_h \mathbf{n}$, $\vartheta_B = \arcsin(hc/2\omega n_0)$ — брэгговский угол, свертки фурье-компонент тензоров равны

$$X_{\pm h} = \mathbf{e}_0 \hat{X}_{\pm h} \mathbf{e}_h, \quad \theta_0^{(0)} = \mathbf{e}_0 \hat{\theta}_0 : \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_0, \quad \theta_0^{(h)} = \mathbf{e}_h \hat{\theta}_0 : \mathbf{e}_h \mathbf{e}_h \mathbf{e}_h,$$

$$\theta_0^{(0,h)} = \mathbf{e}_0 \hat{\theta} : (\mathbf{e}_h \mathbf{e}_h \mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_h \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_h + \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_h \mathbf{e}_h),$$

$$\theta_0^{(h,0)} = \mathbf{e}_h \hat{\theta} : (\mathbf{e}_0 \mathbf{e}_h \mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_h + \mathbf{e}_h \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_0). \quad (1.2.4)$$

Уравнения (1.2.3) являются обобщением уравнений Такаги [110, 111] на случай нелинейной среды.

Рассмотрим дифракцию плоской монохроматической волны в симметричном случае Лауэ: $\partial A_{0,h}/\partial x = 0$, $\vartheta_0 = \vartheta_h = \vartheta$, заменив переменные: $z\omega/c/\cos \vartheta \Rightarrow z_L$, $A_h \Rightarrow A_h \exp(iz_L)$.

5 УФН, т. 165, № 9

В распространенном на практике случае изотропной среды (см. Приложение I) имеем

$$\theta_0^{(0)} = \theta_0^{(h)} = \theta, \quad \theta_0^{(0,h)} = \theta_0^{(h,0)} = \theta[1 + C^2],$$

$$X_{-h} = \bar{X}_{-h} C, \quad X_h = \bar{X}_h C, \quad (1.2.5)$$

где множитель $C = \mathbf{e}_0 \mathbf{e}_h$; $C = 1$, если орты \mathbf{e}_0 и \mathbf{e}_h перпендикулярны плоскости дифракции, и $C = \cos 2\vartheta$, если орты \mathbf{e}_0 и \mathbf{e}_h лежат в этой плоскости, $\bar{X}_{\pm h}$ — фурье-компоненты восприимчивости X в изотропной среде. Подставляя (1.2.5) в (1.2.3), получаем [38]

$$\begin{cases} 2in_0 A'_0 = \bar{X}_{-h} C A_h \exp(iz_L) + \theta(|A_0|^2 + (1 + C^2)|A_h|^2) A_0, \\ 2in_0 A'_h = \bar{X}_h C A_0 \exp(-iz_L) + \theta(|A_h|^2 + (1 + C^2)|A_0|^2) A_h, \end{cases} \quad (1.2.6)$$

где штрих обозначает производную по z_L .

1.3. Уравнения для ОРСВ различных поляризаций

Волны ортогональных поляризаций в двулучепреломляющем кристалле или оптическом волноводе (в интегральной оптике обычно говорят о ТЕ-, ТМ-волнах) — один из примеров ОРСВ (рис. 5б,е).

Обозначим координаты в главной системе: x' , y' . Как обычно, исходим из волнового уравнения, которое для поля на данной частоте ω в стационарном режиме имеет вид (1.3) с нелинейной поляризацией (1.4).

Это уравнение будем рассматривать в системе координат x , y , повернутой относительно главной системы x' , y' на угол φ . Матрица $\hat{\varepsilon}$ в (1.4) в повернутой системе координат выражается через матрицу

$$\hat{\varepsilon}' = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix} \quad (1.3.1)$$

в главной системе с помощью матрицы поворота

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (1.3.2)$$

(с элементами a_{ij}) известным способом: $\varepsilon_{ij} = a_{ii'} a_{jj'} \varepsilon_{i'j'}$, т.е.

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_1 \cos^2 \varphi + \varepsilon_2 \sin^2 \varphi,$$

$$\varepsilon_{12} = \frac{1}{2}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sin(2\varphi) = \varepsilon_{21},$$

$$\varepsilon_{22} = \varepsilon_1 \sin^2 \varphi + \varepsilon_2 \cos^2 \varphi. \quad (1.3.3)$$

Представим полное поле в интересующей нас системе x , y в виде суперпозиции двух ортогонально поляризованных волн

$$\mathbf{E}_\omega(x, y, z) = \mathbf{e}_x A_x(z) E_x(x, y) \exp\left(i\beta_x \frac{\omega}{c} z\right) +$$

$$+ \mathbf{e}_y A_y(z) E_y(x, y) \exp\left(i\beta_y \frac{\omega}{c} z\right), \quad (1.3.4)$$

где $A_x(z)$, $A_y(z)$ — амплитуды волн, поляризованных вдоль осей x и y , медленно-меняющиеся вдоль продольной координаты z ; \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y — орты поляризации этих волн; $E_x(x, y)$, $E_y(x, y)$ — профили полей, удовлетворяющие, как и ранее (1.1), (1.2), условию нормировки $\int \int |E_x|^2 dx dy = \int \int |E_y|^2 dx dy = S$ (где S — площадь поперечного сечения волновода или пучка излучения), при

которой A_x и A_y имеют смысл и размерность электрических полей.

Если рассматриваются волны ортогональных поляризации в оптическом волноводе (ТЕ-, ТМ-волны), то E_x , E_y и β_x , β_y удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned}\Delta_{\perp} E_x + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_{11} - \beta_x^2) E_x &= 0, \\ \Delta_{\perp} E_y + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_{22} - \beta_y^2) E_y &= 0,\end{aligned}\quad (1.3.5)$$

т.е. являются собственными функциями и собственными значениями этих уравнений. Если же рассматриваются волны ортогональных поляризации в объемном анизотропном кристалле, то в (1.3.5) можно положить $\Delta_{\perp} E_x = \Delta_{\perp} E_y = 0$ и тогда

$$\begin{aligned}\beta_x &= n_x = \sqrt{\varepsilon_{11}} = \sqrt{\varepsilon_1 \cos^2 \varphi + \varepsilon_2 \sin^2 \varphi} \approx \\ &\approx n'_x \cos^2 \varphi + n'_y \sin^2 \varphi, \\ \beta_y &= n_y = \sqrt{\varepsilon_{22}} = \sqrt{\varepsilon_1 \sin^2 \varphi + \varepsilon_2 \cos^2 \varphi} \approx \\ &\approx n'_x \sin^2 \varphi + n'_y \cos^2 \varphi,\end{aligned}\quad (1.3.6)$$

где $n'_x = \sqrt{\varepsilon_1}$, $n'_y = \sqrt{\varepsilon_2}$ — показатели преломления волн, поляризованных вдоль осей x' и y' .

Подставим (1.3.4) в (1.3), (1.4) и отбросим вторые производные амплитуд. Для нелинейной поляризации $\mathbf{P}_{nl, \omega}$ получается выражение, в точности совпадающее с (1.1.4), если в (1.1.4) заменить индексы "0" на "x", а "1" на "y".

Домножим обе части полученного таким образом уравнения поочередно на $\mathbf{e}_x E_x^*(x, y)$ и $\mathbf{e}_y E_y^*(x, y)$, интегрируя каждый раз по поперечному сечению, и учтем (1.3.5). Учтем также, что в изотропной среде компоненты тензора $\hat{\theta}$ с тремя одинаковыми индексами и одним отличным от них индексом (θ_{xyy} , θ_{yxy} , θ_{xyx} и т.д.) равны нулю, а в среде со слабой анизотропией эти компоненты являются величинами второго порядка малости (см. Приложение I). Отбрасывая величины второго порядка малости, получаем

$$\begin{cases} 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_x}{dz} + K_{xy} A_y \exp\left(i\alpha \frac{\omega}{c} z\right) = \\ = -\theta_x |A_x|^2 A_x - \theta_{xy} |A_y|^2 A_x - \tilde{\theta}_{xy} A_y^2 A_x^* \exp\left(2i\alpha \frac{\omega}{c} z\right), \\ 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_y}{dz} + K_{yx} A_x \exp\left(-i\alpha \frac{\omega}{c} z\right) = \\ = -\theta_y |A_y|^2 A_y - \theta_{yx} |A_x|^2 A_y - \tilde{\theta}_{yx} A_x^2 A_y^* \exp\left(-2i\alpha \frac{\omega}{c} z\right), \end{cases}\quad (1.3.7)$$

где $\alpha = \beta_y - \beta_x$, если же образец — анизотропный кристалл, то $\alpha = (\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}) \cos(2\varphi)$; $\beta = (\beta_x + \beta_y)/2$, коэффициенты связи имеют вид

$$\begin{aligned}K_{xy} &= \frac{\int \int \varepsilon_{12} E_y(x, y) E_x^*(x, y) dx dy}{\int \int |E_x(x, y)|^2 dx dy}, \\ K_{yx} &= \frac{\int \int \varepsilon_{21} E_x(x, y) E_y^*(x, y) dx dy}{\int \int |E_y(x, y)|^2 dx dy},\end{aligned}\quad (1.3.8)$$

причем $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21}$ определяются формулой (1.3.3); нелинейные коэффициенты имеют вид [57]

$$\begin{aligned}\theta_x &= \frac{3 \int \int \theta_{xxxx} |E_x|^4 dx dy}{\int \int |E_x|^2 dx dy}, \\ \theta_{xy} &= \frac{2 \int \int (\theta_{xyxx} + \theta_{xyxy} + \theta_{xxyy}) |E_x|^2 |E_y|^2 dx dy}{\int \int |E_x|^2 dx dy}, \\ \tilde{\theta}_{xy} &= \frac{\int \int (\theta_{xxyy} + \theta_{xyxy}) E_x^{*2} E_y^2 dx dy}{\int \int |E_x|^2 dx dy}.\end{aligned}\quad (1.3.9)$$

θ_y , θ_{yx} , $\tilde{\theta}_{yx}$ получаются из этих формул простой заменой индексов: $x \Rightarrow y$, $y \Rightarrow x$.

Зависимость компонент тензора $\hat{\theta}$ от поперечных координат, как правило, можно пренебречь.

Компоненты тензора $\hat{\theta}$ в (1.3.9) представлены в системе x, y . При переходе к главной системе координат x', y' эти компоненты преобразуются по известным формулам

$$\theta_{mnlk} = a_{mm'} a_{nn'} a_{kk'} a_{ll'} \theta_{m'n'k'l'},$$

где $m = x, y$; $n = x, y$ и т.д.

Так как анизотропия среды мала, то соответствующие компоненты тензора $\hat{\theta}$ в обеих системах можно считать одинаковыми, причем (см. Приложение I)

$$\begin{aligned}\theta_{xxxx} &= \theta_{x'x'x'x'} = \theta_{y'y'y'y'} = \theta_{yyyy} = \theta, \\ \theta_{xyxx} + \theta_{xyxy} + \theta_{xxyy} &= \theta_{yxxy} + \theta_{yxyx} + \theta_{yyxx} = \theta.\end{aligned}$$

Учитывая малость анизотропии образца ($|\varepsilon_{12}| \ll \varepsilon_{11} \approx \varepsilon_{22}$), полагаем, что поворот осей координат не меняет (в первом порядке теории возмущений) профили полей, т.е. собственные функции уравнений (1.3.5), изменяя лишь их собственные значения.

В отличие от случая ТСОВ в уравнения (1.3.7), вообще говоря, входит член с $\tilde{\theta}_{xy}$, содержащий комплексно-сопряженную фазу. Подчеркнем, что, так как $K \propto \varepsilon_{12}$, то $K/\alpha \propto \tan(2\varphi)$.

Если частоты волн A_y и A_x одинаковы, то на основании (1.3.9) можно считать, что

$$\theta_x = \theta_y = \theta, \quad \theta_{xy} = \theta_{yx} = \frac{2\theta}{3}, \quad \tilde{\theta}_{xy} = \tilde{\theta}_{yx} = \frac{\theta}{3}.\quad (1.3.10)$$

В этом случае при $\alpha = 0$ целесообразно перейти к циркулярным поляризациям

$$A_x = \frac{A_+ + A_-}{\sqrt{2}}, \quad A_y = \frac{A_+ - A_-}{\sqrt{2}i},\quad (1.3.11)$$

для которых с учетом (1.3.10) уравнения (1.3.7) примут вид [78]:

$$\begin{cases} 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_+}{dz} + iK_{xy} A_- = P_+, \\ 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_-}{dz} - iK_{xy} A_+ = P_-, \end{cases}\quad (1.3.12)$$

где

$$\begin{aligned}P_- &= -\frac{2}{3} \theta A_- (2|A_+|^2 + |A_-|^2), \\ P_+ &= -\frac{2}{3} \theta A_+ (2|A_-|^2 + |A_+|^2).\end{aligned}$$

Если $\alpha \neq 0$, то нужно вначале сделать замену [119]

$$A_x = a_x \exp\left(\frac{ixz\omega}{2c\beta}\right), \quad A_y = a_y \exp\left(-\frac{ixz\omega}{2c\beta}\right), \quad (1.3.13)$$

перейдя к амплитудам a_x, a_y , а затем уже от амплитуд a_x, a_y перейти к циркулярным поляризациям (1.3.11). Для A_+ и A_- в этом случае также получаются уравнения (1.3.12), но вместо K_{xy} в первое из них войдет комплексный коэффициент связи равный $K_{xy} + i\alpha$, а во второе — эрмитово-сопряженный коэффициент $K_{xy} - i\alpha$.

Чтобы избавиться от члена с $\tilde{\theta}_{xy}$ в (1.3.7), предлагалось [84] использовать световоды, у которых с ростом z оптическая ось совершает вращательные периодические колебания вокруг продольной оси световода с малой угловой амплитудой, пространственная частота колебаний $\beta_o \gg K$. При этом коэффициент связи синусоидально зависит от z , причем $|\alpha| \gg K$. После замены переменных [84] (перехода к новым амплитудам \tilde{a}_x и \tilde{a}_y) для \tilde{a}_x и \tilde{a}_y получаются уравнения, полностью совпадающие с (1.1.7), в которые вместо α входит $\alpha_{\text{eff}} = \alpha - \beta_o$ (роль этого параметра описана в разделе 2.3), а в качестве нелинейных коэффициентов — $\theta_0 = \theta_1 = \theta/3$. Выбором длины волны [84] достигается точное или хотя бы примерное равенство $\alpha_{\text{eff}} = \alpha(\lambda) - \beta_o = 0$ (физически это означает, что разность волновых векторов волн компенсируется вектором обратной решетки периодической структуры).

1.4. Об уравнениях для связанных мод

Уравнения для амплитуд двух однонаправленных связанных мод в кубично-нелинейном неоднородном одиночном оптическом волноводе также имеют вид (1.1.7), хотя коэффициенты в них вычисляются по несколько иным формулам. Линейная связь обусловлена неоднородностью волновода, например за счет гофра, изгиба, изменений толщины. Коэффициент связи определяется формулами из [3, 4], которые мы опускаем. Нелинейный коэффициент определяется формулой (1.1.8), в которой, однако, теперь $E_j(x, y)$ — профиль j -й моды одиночного волновода. Перекрестными коэффициентами θ_{01} можно, как и в случае ТСОВ, пренебречь, так как интегралы перекрытия профилей мод разного порядка малы по сравнению с интегралами перекрытия профилей мод одного порядка.

1.5. Общий вид уравнений для амплитуд, их интегралы и уравнение для интенсивности

Систему уравнений для амплитуд ОРСВ в кубично-нелинейной среде при постоянном коэффициенте связи K в общем виде с достаточно хорошим приближением можно представить в виде

$$\begin{cases} i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{d\tilde{A}_0}{dz} + K\tilde{A}_1 \exp\left(\frac{i\tilde{z}z2\pi}{\lambda}\right) = -\tilde{\theta}_0|\tilde{A}_0|^2\tilde{A}_0 - \theta_{01}|\tilde{A}_1|^2\tilde{A}_0, \\ i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{d\tilde{A}_1}{dz} + K\tilde{A}_0 \exp\left(-\frac{i\tilde{z}z2\pi}{\lambda}\right) = -\tilde{\theta}_1|\tilde{A}_1|^2\tilde{A}_1 - \theta_{10}|\tilde{A}_0|^2\tilde{A}_1, \end{cases} \quad (1.5.1)$$

где нелинейные коэффициенты определяются особенностями конкретной системы: для ТСОВ и связанных мод разного порядка в одиночном волноводе можно считать $\theta_{01} = \theta_{10} = 0$; для ОРСВ в периодической структуре и ОРСВ циркулярных поляризаций эти коэффициенты определяются формулами (1.2.5), (1.3.12) и (1.3.10).

В любом случае с помощью простой замены

$$\begin{aligned} \theta_0 = \tilde{\theta}_0 - \theta_{01}, \quad \theta_1 = \tilde{\theta}_1 - \theta_{10}, \quad \alpha = \tilde{\alpha} - \frac{I(\theta_{01} - \theta_{10})}{2\beta}, \\ A_0 = \tilde{A}_0 \exp\left(-\frac{i\theta_{01}Iz\pi}{\lambda\beta}\right), \quad A_1 = \tilde{A}_1 \exp\left(-\frac{i\theta_{10}Iz\pi}{\lambda\beta}\right), \end{aligned} \quad (1.5.2)$$

(где $I \equiv |A_0|^2 + |A_1|^2$) уравнения (1.5.1) сводятся к уравнениям [33]:

$$\begin{cases} i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{dA_0}{dz} + KA_1 \exp\left(\frac{ixz2\pi}{\lambda}\right) = -\theta_0|A_0|^2A_0, \\ i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{dA_1}{dz} + KA_0 \exp\left(-\frac{ixz2\pi}{\lambda}\right) = -\theta_1|A_1|^2A_1, \end{cases} \quad (1.5.3)$$

которые полностью совпадают с уравнениями для ТСОВ (1.1.7).

Таким образом, решение (1.5.1) фактически сводится к решению уравнений для ТСОВ. Иными словами, как подчеркивалось в [33] и наших последующих работах [36, 38, 41], незначительное различие правых частей уравнений (1.5.1) и (1.5.3) не влияет на зависимость выходных интенсивностей от входных, а теория ОРСВ в кубично-нелинейной системе, излагаемая нами обычно (для определенности) на примере ТСОВ, является общей для всех кубично-нелинейных систем с ОРСВ (если, конечно, K и θ не зависят от амплитуд волн). Поэтому речь пойдет об уравнениях (1.5.3).

Введем модули (ρ_j) и фазы (φ_j) амплитуд $A_j = \rho_j \exp(i\varphi_j)$, а также величины $I_j = \rho_j^2$, пропорциональные интенсивностям волн. Тогда система (1.5.3) примет вид [34]

$$\begin{aligned} \beta I'_0 &= -K\sqrt{I_0 I_1} \sin \psi, \\ \beta I'_1 &= K\sqrt{I_0 I_1} \sin \psi, \\ 2\beta(\psi' - \alpha) &= K \frac{I_0 - I_1}{\sqrt{I_0 I_1}} \cos \psi + (\theta_1 I_1 - \theta_0 I_0), \end{aligned} \quad (1.5.4)$$

где $\psi = \alpha z 2\pi/\lambda + \varphi_1 - \varphi_0$; штрих обозначает производную по $z 2\pi/\lambda$.

Уравнения (1.5.3), (1.5.4) имеют два интеграла [32, 33]:

$$I = I_0 + I_1, \quad (1.5.5)$$

выражающий закон сохранения энергии в системе, и

$$G = K\sqrt{I_0 I_1} \cos \psi - \alpha\beta I_0 + \frac{\theta_0 I_0^2}{4} + \frac{\theta_1 I_1^2}{4}. \quad (1.5.6)$$

В дальнейшем, как правило, будем оперировать безразмерными "интенсивностями" $J_j \equiv I_j/I_{0M}$, нормируя величины I_j на так называемое критическое значение (полного самопереключения) $I_{0M} = 8K/|\theta_0 + \theta_1|$, смысл которого прояснится в разделе 2.

Обозначим начальные (на входе системы) и конечные (на выходе системы) значения величин

$$\begin{aligned} I_j(z=0) &\equiv I_{j0}, \quad J_j(z=0) \equiv R_j \equiv \frac{I_{j0}}{I_{0M}}, \quad \psi(z=0) \equiv \psi_0, \\ I_j(z=l) &\equiv I_{jl}, \quad J_j(z=l) \equiv J_{jl} \equiv \frac{I_{jl}}{I_{0M}}, \quad \psi(z=l) \equiv \psi_l, \end{aligned} \quad (1.5.7)$$

и введем коэффициент передачи мощности излучения через систему j -й волной

$$T_j \equiv \frac{I_{jl}}{I_{00} + I_{10}} \equiv \frac{J_{jl}}{R_0 + R_1},$$

определив его как долю мощности в j -й волне на выходе системы от полной мощности, введенной в систему. Для расчетов целесообразно ввести коэффициенты

$$\theta_s \equiv \frac{\theta_0 + \theta_1}{2}, \quad \theta_d \equiv \frac{\theta_1 - \theta_0}{2}. \quad (1.5.8)$$

Из интегралов (1.5.5), (1.5.6) находим [62]

$$\begin{aligned} \cos \psi = & \frac{\text{sign } \theta_s}{\sqrt{J_0 J_1}} \left[\sqrt{R_0 R_1} \text{sign } \theta_s \cos \psi_0 + \right. \\ & \left. + 2(J_1 - R_1) \left(R_0 - \frac{\Delta}{2} - J_1 \right) \right], \end{aligned} \quad (1.5.9)$$

где

$$\Delta = \xi + 2 \frac{\theta_d}{\theta_s} (R_0 + R_1), \quad (1.5.10)$$

причем $\xi \equiv \alpha\beta/K \text{sign } \theta_s$.

Из (1.5.9), в свою очередь, получаем

$$\sin \psi = 2m \sqrt{\frac{f(J)}{J_0 J_1}}, \quad (1.5.11)$$

где $J \equiv J_1$, $m = \pm 1$, причем значение m определяется знаком $\sin \psi_0$,

$$\begin{aligned} f(J) \equiv & -(J - R_1)^2 \left(R_0 - \frac{\Delta}{2} - J \right)^2 - \\ & - (J - R_1) \left(R_0 - \frac{\Delta}{2} - J \right) \sqrt{R_0 R_1} \text{sign } \theta_s \cos \psi_0 + \\ & + \frac{R_0(J - R_1 \cos^2 \psi_0)}{4} - \frac{(J - R_1)J}{4} \equiv \\ \equiv & - \left[(J - R_1) \left(R_0 - \frac{\Delta}{2} - J \right) + \frac{\sqrt{R_0 R_1} \cos \psi_0}{2} \right]^2 + \\ & + \frac{(R_0 + R_1 - J)J}{4} \equiv -J^4 + aJ^3 + bJ^2 + \tilde{c}J + d, \end{aligned} \quad (1.5.12)$$

$$a = 2R_0 + 2R_1 - \Delta,$$

$$\begin{aligned} b = & -R_0^2 - R_1^2 - \frac{1}{4} - 4R_0 R_1 + 2\Delta R_1 - \frac{\Delta^2}{4} + \\ & + \sqrt{R_0 R_1} \text{sign } \theta_s \cos \psi_0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{c} = & \frac{R_0 + R_1}{4} + \left(R_0 + R_1 - \frac{\Delta}{2} \right) \sqrt{R_1} \left[2 \left(R_0 - \frac{\Delta}{2} \right) \times \right. \\ & \left. \times \sqrt{R_1} - \sqrt{R_0} \text{sign } \theta_s \cos \psi_0 \right], \end{aligned}$$

$$d = -R_1 \left[\left(R_0 - \frac{\Delta}{2} \right) \sqrt{R_1} - \sqrt{R_0} \text{sign } \theta_s \frac{\cos \psi_0}{2} \right]^2.$$

Подставляя (1.5.11) в последнее из уравнений (1.5.4) и интегрируя, получаем [51, 56, 62]

$$2L = m \int_{R_1}^{J_1} \frac{dJ}{\sqrt{f(J)}}, \quad (1.5.13)$$

где $L = 2\pi Kl/(\lambda\beta)$.

Проблема интегрирования (1.5.13), а следовательно, и нахождения решения исходных дифференциальных уравнений (1.5.3), сводится, таким образом, к отысканию корней алгебраического уравнения [54, 51, 62]

$$f(J) = 0. \quad (1.5.14)$$

Если известны его корни, то, используя [120], можно выписать решение. Обозначим корни уравнения (1.5.14) через J_a, J_b, J_c, J_d , причем J_a и J_d — действительные корни и $J_a > J_d$, а корни J_b и J_c — в общем случае — комплексно-сопряженные. Отметим, что уравнение $f(J) = 0$ имеет хотя бы два действительных корня. Один из корней лежит в интервале от нуля до R_1 и при $\cos^2 \psi_0 = 1$ равен R_1 .

1.6. О возможном отклонении уравнений от общего вида

Систему (1.5.1) можно считать общей лишь с оговоркой, касающейся ОРСВ ортогональных поляризаций, для которых в уравнениях (1.3.7) могут присутствовать члены $\tilde{\theta}_{xy} A_x^2 A_y^*$ и $\tilde{\theta}_{yx} A_x^* A_y^2$, от которых можно иногда избавиться (см. раздел 1.3). Если это не удастся, то можно с учетом замены (1.3.13) и соотношения (1.3.10) перейти к амплитудам циркулярных поляризаций, для которых уравнения примут общий вид (1.5.1), а затем, решив эти уравнения, вернуться к амплитудам ортогональных поляризаций. Однако этот путь, связанный с последующим переходом к интенсивностям ортогональных поляризаций, не свободен от недостатков, в частности, от довольно громоздких преобразований. В данной статье представлен другой подход [71], заключающийся в непосредственном решении уравнений (1.3.7), которые при переходе к интенсивностям и фазам в общем случае примут вид

$$\begin{aligned} \beta I'_x = & -K \sqrt{I_x I_y} \sin \psi - \tilde{\theta}_{xy} I_y \sin(2\psi), \\ \beta I'_y = & K \sqrt{I_x I_y} \sin \psi + \tilde{\theta}_{yx} I_x \sin(2\psi), \\ 2\beta(\psi' - \alpha) = & K \frac{I_x - I_y}{\sqrt{I_x I_y}} \cos \psi + \tilde{\theta}(I_x - I_y) \cos(2\psi) + \\ & + \theta_y I_y - \theta_x I_x + \theta_{yx} I_x - \theta_{xy} I_y, \end{aligned} \quad (1.6.1)$$

где $\tilde{\theta} \equiv \tilde{\theta}_{xy} = \tilde{\theta}_{yx}$.

Интегралы уравнений (1.3.7) и (1.6.1) имеют вид [71]

$$I = I_x + I_y, \quad (1.6.2)$$

$$\begin{aligned} G = & K \sqrt{I_x I_y} \cos \psi - \alpha I_x + \frac{\tilde{\theta} I_x I_y \cos(2\psi)}{2} + \frac{\theta_{xy} I_x I_y}{2} + \\ & + \frac{\theta_x I_x^2}{4} + \frac{\theta_y I_y^2}{4}. \end{aligned} \quad (1.6.3)$$

Уобниц, Трилло и др. [77, 80] для описания нелинейного взаимодействия ОРСВ использовали параметры

Стокса. На наш взгляд [71], удобнее использовать два нормированных параметра Стокса $\kappa = (I_x - I_y)/I$, $\eta = 2 \cos \psi \sqrt{I_x I_y}/I = \cos \psi \sqrt{1 - \kappa^2}$; тогда уравнения (1.6.1) примут вид [71]

$$\begin{cases} \kappa' = (K + \tilde{\theta} I \eta) \sqrt{1 - \kappa^2 - \eta^2}, \\ \eta' = - \left[\frac{(\theta_s + \tilde{\theta}) I \kappa}{2} + \tilde{\alpha} \right] \sqrt{1 - \kappa^2 - \eta^2}, \end{cases} \quad (1.6.4)$$

где $\tilde{\alpha} = \alpha + I \theta_d/2$, $\theta_s = (\theta_x + \theta_y - \theta_{xy} - \theta_{yx})/2$, $\theta_d = (\theta_y - \theta_x + \theta_{yx} - \theta_{xy})/2$. Интеграл G в данных переменных имеет вид: $G = I_n(\kappa^2 + \eta^2) + 2\alpha\kappa + 2K\eta$.

Обозначим начальные и конечные значения величин

$$\begin{aligned} I_x(z=0) &\equiv I_{x0}, & I_y(z=0) &\equiv I_{y0}; \\ I_x(z=l) &\equiv I_{xl}, & I_y(z=l) &\equiv I_{yl}; \\ \kappa(z=0) &\equiv \kappa_0, & \kappa(z=l) &\equiv \kappa_l; \\ \eta(z=0) &\equiv \eta_0, & \eta(z=l) &\equiv \eta_l; \end{aligned} \quad (1.6.5)$$

нормированные входные интенсивности (см. (1.5.7))

$$R_x \equiv \frac{|\theta| I_{x0}}{4\gamma}, \quad R_y \equiv \frac{|\theta| I_{y0}}{4\gamma}, \quad (1.6.6)$$

и коэффициенты передачи

$$T_x \equiv \frac{I_{xl}}{I} \equiv \frac{1 + \kappa_l}{2}, \quad T_y \equiv \frac{I_{yl}}{I} \equiv \frac{1 - \kappa_l}{2}. \quad (1.6.7)$$

Анализ уравнений (1.6.1) и (1.6.4) рассмотрен в [71] и в разделе 3.11. Разделы 2 и 3 данного обзора посвящены в основном анализу уравнений (1.5.4), эквивалентных (1.5.3).

2. Самопереключение излучения при подаче на вход системы одной волны

Рассмотрим относительно простой случай, когда на вход системы с одночастотными ОРСВ, распространяющимися в кубично-нелинейной среде, подается лишь одна из волн, скажем, нулевая: $I_{00} \neq 0$, $R_0 \neq 0$, $I_{10} = R_1 = 0$. Задача состоит в отыскании I_j и J_j в каждом поперечном сечении системы и на ее выходе (т.е. значений I_{jl} и J_{jl}) и анализе полученных формул.

2.1. Самопереключение излучения в системе с идентичными ОРСВ

Пусть ОРСВ идентичны: $\alpha = 0$, $\theta_0 = \theta_1 = \theta$. В этом случае корни уравнения (1.5.14) имеют совсем простой вид

$$\begin{aligned} J_d &= 0, & J_a &= R_0, \\ J_b &= \frac{R_0 + \sqrt{R_0^2 - 1}}{2}, & J_c &= \frac{R_0 - \sqrt{R_0^2 - 1}}{2}, \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

а критическая интенсивность (см. (1.5.7)) равна $I_{0M} = 4K/|\theta|$ [34, 35].

Функцию (1.5.12) можно записать двумя различными способами. В зависимости от способа записи, интеграл в (1.5.13) сводится к одному из двух табличных интегралов. Однако получающиеся в результате две формы решения сводятся друг к другу тождественными преобразованиями [62]. Для краткости рассмотрим один способ решения, когда $f(J) = J(R_0 - J)[(J - R_0/2)^2 -$

$-(R_0^2 - 1)/4]$. Вычислив интеграл в (1.5.13) с помощью таблиц [120], имеем

$$L = mF(\mu, r), \quad (2.1.2)$$

где $F(\mu, r)$ — неполный эллиптический интеграл 1-го рода с модулем $r = R_0$, дополнительным модулем $r_1 = (1 - r^2)^{1/2} = (1 - R_0^2)^{1/2}$ и амплитудой $\mu = 2 \arctan \sqrt{(R_0 - J_{1l})/J_{1l}}$.

Соотношение (2.1.2) эквивалентно соотношению $\cos \mu = \operatorname{cn}(L, r)$. После преобразований получаем [34, 35]

$$J_{jl} = \frac{R_0}{2} [1 + (-1)^j \operatorname{cn}(L, r)], \quad (2.1.3)$$

где $j = 0, 1$ — номер волны. Другой способ решения описан в [34]. Решение (2.1.3) справедливо как при $I_{00} \leq I_{0M}$ ($r = R_0 \leq 1$), так и при $I_{00} \geq I_{0M}$ ($r = R_0 \geq 1$). При $q = R_0^{-1} \equiv I_{0M}/I_{00} \leq 1$ решение (2.1.3) целесообразно преобразовать к виду

$$J_{jl} = \frac{R_0}{2} \left[1 + (-1)^j \operatorname{dn} \left(\frac{L}{q}, q \right) \right]. \quad (2.1.4)$$

Оно выражает интенсивность каждой волны на выходе системы через интенсивность входной (нулевой) волны. Для определения интенсивности света в произвольном сечении системы с координатой z достаточно в (2.1.3) и (2.1.4) l заменить на z .

Решение (2.1.3) определяет также коэффициенты нелинейной передачи света $T_j = I_{jl}/I_{00}$ ($T_0 + T_1 = 1$), которые суть функции двух величин: L и R_0 . Поэтому, если при изменении K, l, λ, θ и I_{00} величины L и R_0 остаются неизменными, то T_j тоже не меняются. Функции $T_j(R_0)$ не меняются при заданном L , а функции $T_j(L)$ — при заданном R_0 . Проанализируем решение (2.1.3).

1) $r^2 = R_0^2 \equiv I_{00}^2/I_{0M}^2 \ll 1$ ($r_1^2 \approx 1$). В этом, близком к линейному, случае эллиптические функции выражаются через тригонометрические [121] и с точностью до членов $\propto r^2$ находим из (2.1.3) [34]

$$\begin{aligned} J_{0l} &\approx R_0 \cos^2 \frac{L}{2} + \frac{1}{8} R_0 R_0^2 \left[L - \frac{1}{2} \sin(2L) \right] \sin L, \\ J_{1l} &\approx R_0 \sin^2 \frac{L}{2} - \frac{1}{8} R_0 R_0^2 \left[L - \frac{1}{2} \sin(2L) \right] \sin L. \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

В чисто линейном случае ($\theta = 0$, $r = 0$) приходим к хорошо известному из линейной теории решению [1–10]

$$I_{0l} = I_{00} \cos^2 \frac{L}{2}, \quad I_{1l} = I_{00} \sin^2 \frac{L}{2}, \quad (2.1.6)$$

причем параметр $L/\pi = 2IK/(\lambda\beta)$ показывает, грубо говоря, "сколько раз" волны обмениваются энергией.

2) Область значений параметров, в которой

$$r = R_0 \equiv \frac{I_{00}}{I_{0M}} \simeq 1, \quad |r_1^2| = |1 - R_0^2| \ll 1, \quad \exp L \gg 1, \quad (2.1.7)$$

представляет наибольший интерес. Эллиптические функции аппроксимируются гиперболическими [121]. Для описания эффекта нами найдены [34, 36, 37] компактные и достаточно точные (с точностью до членов $\sim [r_1^2 \exp L/16]^2$ включительно) аппроксимации эллипти-

ческих функций $\text{sn}(L, r)$, $\text{dn}(L, r)$, $\text{sn}(L, r)$ в этой области. Эти аппроксимации приведены в Приложении II. Воспользовавшись ими, из решения (2.1.3) получаем (см. [34])

$$J_{jl} \approx \frac{R_0}{2} \frac{(-1)^j \text{sech } L + [1 - (-1)^j (r_1^2/16) \exp L]^2}{1 + (r_1^4/256) \exp(2L)} \approx \frac{R_0}{2} - (-1)^j \frac{R_0}{2} \frac{(r_1^2/8) \exp L}{1 + (r_1^4/256) \exp(2L)}, \quad (2.1.8)$$

где $r_1^2 \equiv 1 - R_0^2 \approx -q_1^2$, т.е. под r_1^2 в (2.1.8) подразумевается $1 - R_0^2$. При $R_0 \geq 1$ (2.1.4) аппроксимируется формулой, получающейся из (2.1.8) заменой $r_1^2 \equiv 1 - R_0^2 \Rightarrow -q_1^2 = 1 - R_0^2$ и $L \Rightarrow L/q = LR_0 \approx L$, т.е. практически полностью совпадающей с (2.1.8). Таким образом, аппроксимация (2.1.8) справедлива как при $R_0 \leq 1$ (где $r_1^2 \geq 0$, $q_1^2 \leq 0$), так и при $R_0 \geq 1$ (где $r_1^2 \leq 0$, $q_1^2 \geq 0$).

Формулу (2.1.8) можно представить также в виде [34]:

$$T_j \approx \frac{1}{2} \frac{(-1)^j \text{sech } L + [1 - (-1)^j (r_1^2/16) \exp L]^2}{1 + (r_1^4/256) \exp(2L)}. \quad (2.1.8a)$$

Дифференцируя (2.1.8) по I_{00} , и, считая $\exp L \gg 1$, находим

$$\frac{\partial J_{jl}}{\partial I_{00}} = \frac{\partial J_{jl}}{\partial R_0} \approx \frac{\exp L}{8} \frac{1 - (r_1^4/256) \exp(2L)}{[1 + (r_1^4/256) \exp(2L)]^2} (-1)^j R_0^2. \quad (2.1.9)$$

Согласно (2.1.8), (2.1.9) при

$$\frac{r_1^2}{16} \exp L = (-1)^j, \quad (2.1.10)$$

т.е. при входной интенсивности [34]

$$I_{00} = I_M^{(j)} \equiv I_{0M} R_M^{(j)} \approx I_{0M} [1 + (-1)^j 8 \exp(-L)] \quad (2.1.11)$$

мощность j -й волны на выходе максимальна, причем почти вся мощность излучения на выходе сосредоточена в j -й волне: $I_{jl} \approx I_{00}$, $J_{jl} \approx R_0$, $T_j \approx 1$, а мощность другой волны пренебрежимо мала

$$R_0 - J_{jl} \approx 1 - T_j \approx \frac{\text{sech } L}{4} \approx 2 \exp(-L) \ll 1. \quad (2.1.12)$$

Итак, анализ решения уравнений (1.5.3) обнаружил неожиданное и интересное физическое явление. Выяснилось, что, независимо от длины системы, вблизи так называемого "критического" значения (I_{0M}) входной интенсивности, существует определенная закономерность [34]: если интенсивность излучения на входе чуть меньше критического значения, а именно, $I_{00} = I_M^{(1)} \approx I_{0M} [1 - 8 \exp(-L)]$, то почти все излучение выходит из системы в виде первой волны (рис. 2а, точка M_1), а если входная интенсивность чуть больше критического значения, а именно, $I_{00} = I_M^{(0)} \approx I_{0M} [1 + 8 \exp(-L)]$, то почти все излучение покидает систему уже в качестве нулевой волны (рис. 2а, точка M_0). Перепад входной интенсивности, переключающий полностью излучение на выходе из одной волны в другую,

$$\Delta I = I_M^{(0)} - I_M^{(1)} \approx 16 I_{0M} \exp(-L) \ll 1 \quad (2.1.13)$$

очень мал.

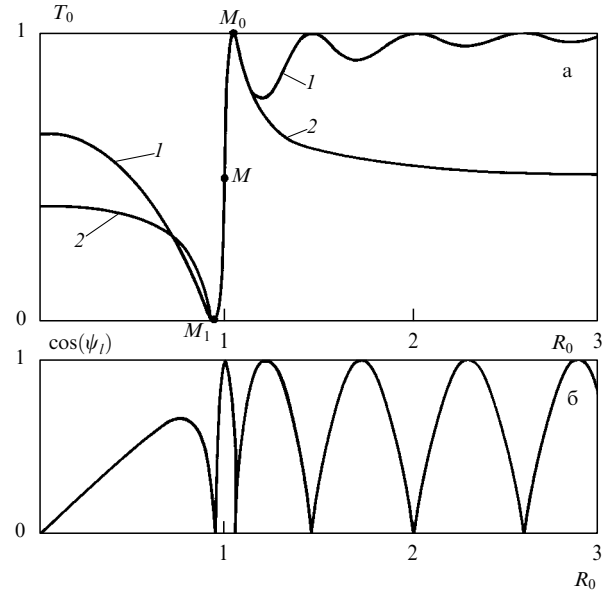


Рис. 2. Зависимость $T_0 = I_0/I_{00}$ (а) и $\cos \psi_l$ (б) от $R_0 \equiv I_{00}/I_{0M}$ при $L = 2\pi K l / \lambda \beta = 1, 6\pi$; 1 — точное решение (2.1.3), 2 — аппроксимация (2.1.8); в области самопереключения кривые 1 и 2 сливаются; $\alpha = 0$, $\theta_0 = \theta_1 = \theta$

Это явление резкого переключения излучения названо нами *самопереключением излучения (света)*, так как оно происходит в результате изменения интенсивности входного излучения. Явление самопереключения излучения можно определить как резкое изменение соотношения интенсивностей волн на выходе системы с ОРСВ, вызванное слабым изменением интенсивности одной из волн на входе. Хотя в этом разделе рассматривается простейший случай самопереключения излучения при вводе в систему с идентичными ОРСВ лишь одной из волн, данное определение, как показано ниже, применимо и в качестве общего определения явления самопереключения излучения. Его можно назвать также *самопереключением ОРСВ*.

Назовем точкой самопереключения M_j ($j = 0, 1$) состояние системы, при котором (в условиях самопереключения) интенсивность j -й волны на выходе максимальна ($T_j = \max$). В рассматриваемом случае идентичных ОРСВ оно достигается при входной интенсивности (2.1.11), когда почти все выходное излучение сосредоточено в j -й волне ($T_j \approx 1$).

При заданном R_0 точке M_1 соответствует параметр

$$L \approx \ln \left(\frac{16}{1 - R_0^2} \right) \approx \ln \left(\frac{8}{1 - R_0} \right), \quad (2.1.14)$$

а точке M_0 — параметр

$$L \approx \ln \left(\frac{16 R_0^2}{R_0^2 - 1} \right) \approx \ln \left(\frac{8}{R_0 - 1} \right). \quad (2.1.15)$$

При $I_{00} = I_M$ ($r_1 = 0$) из (2.1.8) получаем [34]

$$J_{jl} \approx \frac{R_0}{2} \left[1 + (-1)^j \frac{2 \exp(-L)}{1 + \exp(-2L)} \right], \quad (2.1.16)$$

т.е. в нулевой волне интенсивность несколько больше, а в первой — меньше половины интенсивности волны на

входе, но при $\exp L \gg 1$ интенсивности волн почти выравниваются (рис. 2–4). Точнее, это выравнивание имеет место при значении [34]

$$I_{00} \approx I_{0M} [1 - 8 \exp(-2L)], \quad (2.1.17)$$

которое при $\exp L \gg 1$ почти не отличается от I_{0M} .

Для I_{00} столь близких к I_{0M} , что [34]

$$\left[\exp L \frac{r_1^2}{16} \right]^2 \ll 1, \quad (2.1.18)$$

или, что то же самое [34]

$$\left[\frac{I_{00} - I_{0M}}{I_{0M}} \right]^2 \ll 64 \exp(-2L), \quad (2.1.19)$$

имеем из (2.1.16)

$$I_{jl} \approx \frac{I_{00}}{2} \left[1 - (-1)^j \frac{1}{8} r_1^2 \exp L + 2(-1)^j \exp L \right]. \quad (2.1.20)$$

Крутизна (или резкость) самопереключения в непосредственной близости I_{00} к I_{0M} (т.е. при выполнении (2.1.19)) определяется из (2.1.9) или из (2.1.20) по формуле из [34]:

$$k_j = \frac{\partial I_{jl}}{\partial I_{00}} = \frac{\partial J_{jl}}{\partial R_0} \approx (-1)^j \frac{\exp L}{8}. \quad (2.1.21)$$

Итак, мы пришли к еще одному интересному результату. Оказывается, что вблизи определенного значения входной интенсивности $I_{00} = I_{0M}$ (мы назвали это значение критической интенсивностью или интенсивностью самопереключения) существует линейный участок характеристики $I_{jl}(I_{00})$, ширина которого оценивается формулой (2.1.19), а крутизна определяется формулой (2.1.21). Крутизна этого участка может быть весьма большой ($k \equiv |k_j| \gg 1$). Другими словами, при $k \gg 1$ малое изменение входной мощности вблизи критического значения вызывает резкое (в k раз большее) изменение выходной мощности. На этом принципе может быть создан оптический усилитель слабых сигналов или оптический транзистор [32, 33] (рис. 5а,б,в). Для этого нужно в систему в виде одной из волн подать излучение с постоянной интенсивностью $I_p \approx I_{0M}$ (назовем это излучение накачкой), и одновременно ввести в эту систему (в данном случае — в виде той же волны) слабый переменный сигнал (в рассматриваемом случае — той же частоты⁴), некогерентный с накачкой, с интенсивностью I_s , амплитуда которого укладывается в пределы линейного участка характеристики. При этом амплитуда изменения мощности на выходе в каждой волне I_{jl} будет в $|k_s|$ больше амплитуды мощности поданного сигнала, причем форма зависимости $I_{jl}(t)$ (т.е. форма усиленного сигнала) будет соответствовать форме исходного сигнала, т.е. сигнал будет усиливаться без искажений. Форма изменения $I_{0l}(t)$ повторяет форму $I_s(t)$, а $I_{1l}(t)$ является инвертированным изображением $I_s(t)$ (рис. 5з).

Формула (2.1.21) определяет, таким образом, коэффициент усиления оптического транзистора, а соотноше-

ние (2.1.19) — ширину линейного участка его характеристики. Чем больше перекачек энергии между ОРСВ укладывается на длине l системы в линейном режиме, тем в нелинейном режиме резче происходит самопереключение излучения и тем больше коэффициент усиления оптического транзистора, экспоненциально возрастающий с увеличением L . Так, если в линейном режиме происходит две перекачки между волнами, то $L = 2\pi$ и по формуле (2.1.21) $|k_s| \approx 67$. Если же в линейном режиме — три перекачки между волнами, т.е. $L = 3\pi$, то $|k_s| \approx 1550$. Так как обычно в интегральной оптике $K \sim 10^{-4} - 10^{-2}$, $l \sim 0,1 - 1$ см, $\lambda \sim 1$ мкм, то коэффициент усиления оптического транзистора, согласно (2.1.21), может быть весьма большим.

Назовем средней точкой самопереключения излучения M совокупность параметров системы, соответствующую условию $r_1 = 0$, $r = 1$. В данном случае это условие эквивалентно $I_{00} = I_{0M}$, а точка M на кривой $T_0(R_0)$ (см. рис. 2а, рис. 3) имеет координаты $R_0 = 1$ и $T_0 \approx 1/2$, причем в этой точке наклон кривой максимален. От слова middle — средний и выбран нами индекс M для обозначения точки M и интенсивности, соответствующей точке M , т.е. критической интенсивности I_M (см. рис. 2). В данном случае $I_M = I_{0M} = 4K/|\theta|$ [34, 35]. В общем случае I_M может отличаться от частного значения I_{0M} (см. раздел 2.3).

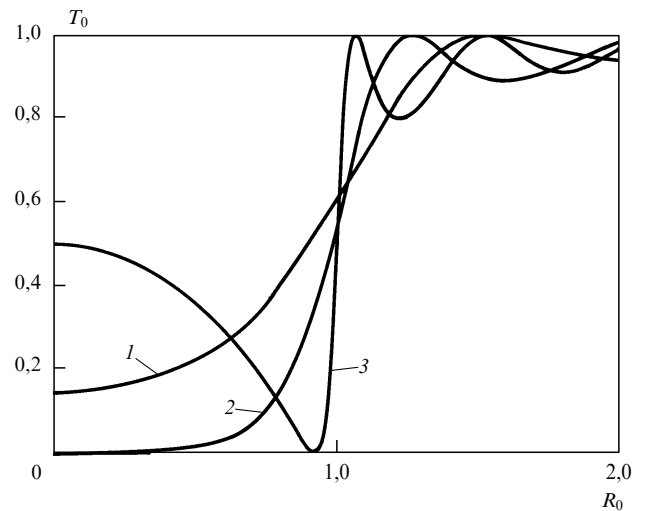


Рис. 3. Эволюция зависимости T_0 от R_0 при изменении L ; $L/\pi = 0, 75$ (1), 1 (2), 1,5 (3); $\alpha = 0$, $\theta_0 = \theta_1 = \theta$

3) В области $q^2 = r^{-2} = R_0^{-2} = I_M^2/I_{00}^2 \ll 1$ ($q_1^2 \approx -r_1^2 \approx 1$) эллиптические функции также аппроксимируются тригонометрическими [121]. Подставляя эти аппроксимации в (2.1.4), находим [34]:

$$T_1 \approx \frac{1}{4R_0^2} [\sin^2(LR_0) + R_0^{-2} \cos^2(LR_0)] \approx \frac{1}{4R_0^2} \sin^2(LR_0),$$

$$T_0 \approx 1 - \frac{1}{4R_0^2} \sin^2(LR_0). \quad (2.1.22)$$

Подавляющая часть мощности излучения сосредоточена в нулевой волне и слабо осциллирует при изменении LR_0 . Период осцилляций мощности по оси L равен $2\pi/R_0$, а по оси R_0 — $2\pi/L$.

⁴ Случай, когда частота сигнала отлична от частоты накачки, рассмотрен в разделе 4.

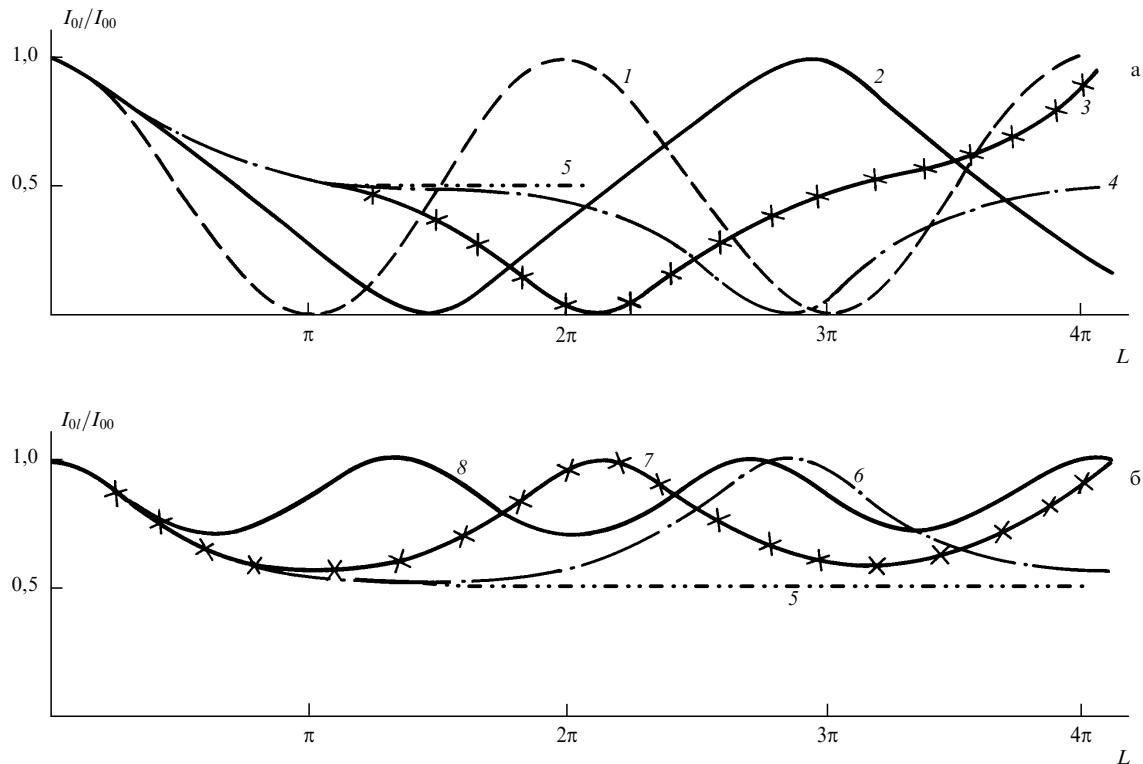


Рис. 4. Зависимость T_0 от L при $R_0 \leq 1$ (а) и $R_0 \geq 1$ (б): $R_0 = 0, 1$ (1), $0,9$ (2), $0,99$ (3), $0,999$ (4), 1 (5), $1,001$ (6), $1,01$ (7), $1,1$ (8). $\alpha = 0$, $\theta_0 = \theta_1 = \theta$ (рисунок взят из [34])

Эволюции зависимости $T_0(R_0)$ при изменении параметра L и зависимости $T_0(L)$ при изменении параметра R_0 показаны на рис. 3 и рис. 4 соответственно. Аналитические результаты и физические выводы, изложенные выше, подтверждаются и иллюстрируются результатами численного решения системы уравнений (1.5.3) на ЭВМ, представленными на этих рисунках. Интересно проследить, как хорошо известная из линейной теории [1–10] зависимость $T_0 = \sin^2(L/2)$ трансформируется по мере того, как параметр $R_0^2 \equiv I_{0M}^2/I_{00}^2$ постепенно растет от значения $\ll 1$ до 1 и далее (см. рис. 4). При $I_{00} \rightarrow I_M$ ($R_0 \rightarrow 1$) эффективная длина биений энергии по оси L стремится к бесконечности и энергообмен между ОРСВ прекращается (см. рис. 4, линия 5).

Описанное самопереключение излучения можно также использовать для ограничения интенсивности импульсов или селекции импульсов по их интенсивности [34]. Например, при $L = 2\pi$ прямоугольный импульс с $R_0 = 0,985$ окажется на выходе в первой волне, а импульс с $R_0 = 1,015$ — в нулевой волне [34].

Рассмотрим примеры реализации самопереключения.

Пример 1 (взят из [34]). Излучение вводится в один из связанных полосковых волноводов, изготовленных одним из известных методов [1–10], в кристалле GaAs, для которого из эксперимента [122] $\theta \approx 2,3 \cdot 10^{-8}$ ед. СГСЭ на $\lambda = 1,06$ мкм. Пусть $l = 1$ см, $K = 5 \cdot 10^{-4}$, $\beta = 3,5$. В этом случае $I_M = 4K/|\theta| \approx 8,5 \cdot 10^4$ эрг см $^{-2}$, интенсивность накачки $\sim c\beta I_M/2\pi \approx 140$ МВт см $^{-2}$; при сечении волноводов $\sim 10^{-7}$ см 2 мощность накачки $P \approx 14$ Вт. Коэффициент усиления оптического транзистора (рис. 5а) по мощности (2.1.21) $\partial I_{0l}/\partial I_{00} \approx 500$; относительная ширина линейного участка характеристики, согласно (2.1.19), меньше 10^{-3} , т.е. без искажения

усиливаться могут перепады мощности (на входе нулевого волновода) менее 10^{-2} Вт.

Отмечалось [34], что для волноводов на основе InSb (θ примерно на четыре порядка больше, чем для GaAs) I_M и интенсивность накачки при тех же $|\partial I_{0l}/\partial I_{00}|$ могут быть гораздо ниже. Отмечалась также [34] возможность снижения I_M на несколько порядков за счет использования экситонного резонанса в полупроводниках A^3B^5 (и увеличения θ согласно [123]).

Было обращено внимание [36] на то, что рассмотренные самопереключатели могут быть сравнительно легко реализованы на основе волоконных световодов. Их относительно малая нелинейность может быть компенсирована большой длиной, а также сравнительно низким показателем преломления и выбором малой длины волны излучения $\lambda \sim 0,5$ мкм. За счет этих факторов можно снизить K и, тем самым, интенсивность самопереключения I_M , сохранив при этом большой коэффициент усиления оптического транзистора, определяемый параметром L . Кроме того, в оптическое волокно можно вводить излучение большой интенсивности, максимум которой обычно ограничен пробоем на торце образцов.

Пример 2 (взят из [36]). Свет с $\lambda = 0,53$ мкм подается на вход одного из двух ТСОВ, выполненных в виде двужильного волоконного световода. Пусть $\theta \sim 10^{-12}$ ед. СГСЭ, $\beta = 1,46$, а длина одной перекачки света в линейном режиме $l_b = 1$ м, т.е. $K = \beta\lambda/2l_b \approx 3,6 \cdot 10^{-7}$. В этом случае критическая интенсивность $c\beta I_M/2\pi \sim 10^9$ Вт см $^{-2}$ и при площади сечения жилы $S \sim 10^{-7}$ см 2 мощность переключения $P_M \sim 100$ Вт. При длине ТСОВ $l = 3l_b = 3$ м параметр $L = 3\pi$, и с увеличением входной мощности вблизи значения P_M на величину $\delta P \sim 2S(I_M^{(0)} - I_M^{(1)}) \sim 16P_M \exp(-L) \sim 0,2$ Вт происходит

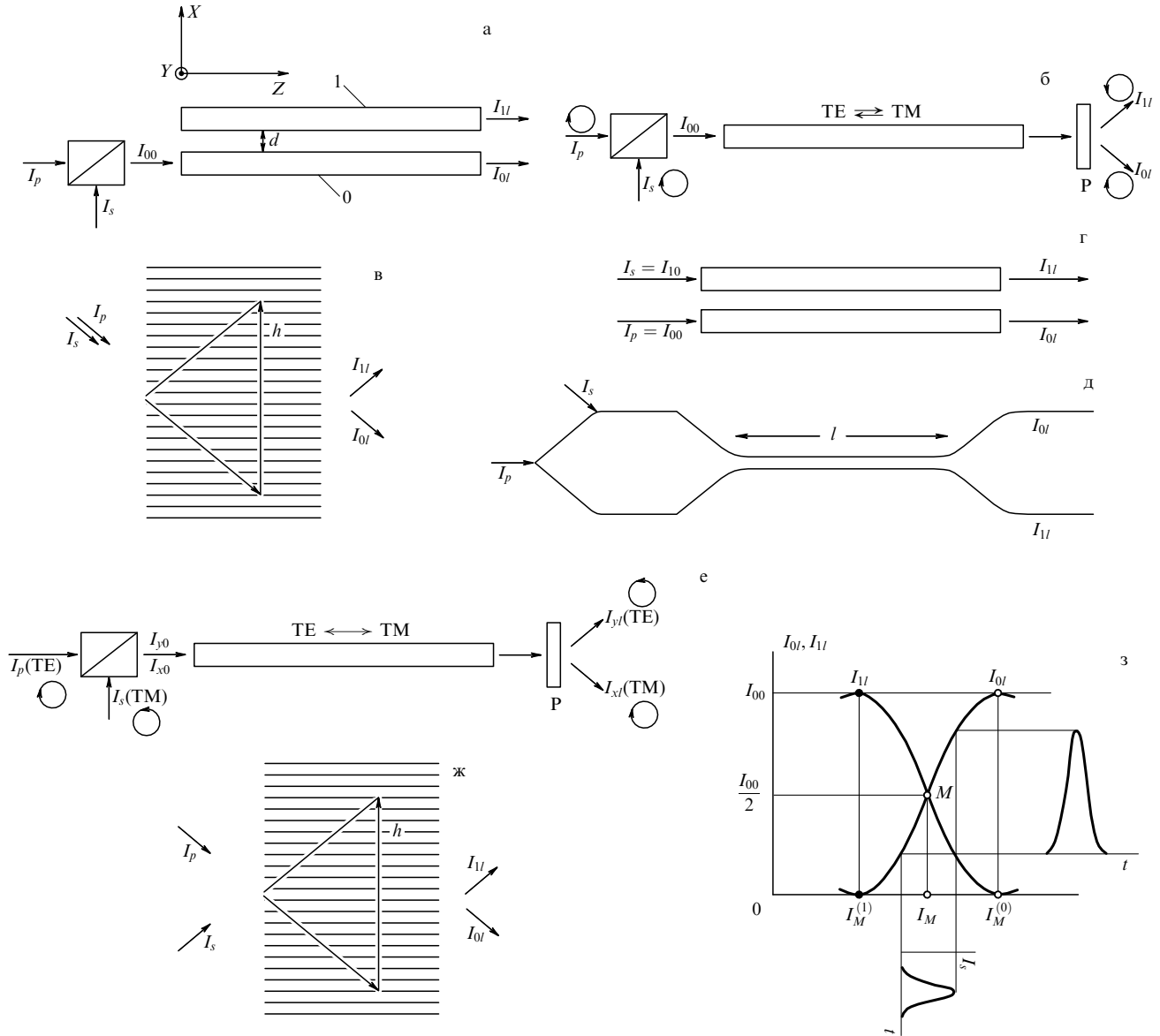


Рис. 5. Примеры схем оптических транзисторов, переключателей и усилителей на основе нелинейных систем с ОРСВ: ТСОВ (а, г, д), волноводов с ОРСВ различных поляризаций (б, е), периодической структуры (в, ж). I_p — интенсивность накачки, I_s — интенсивность сигнала, $I_p \gg I_s$ (рисунок взят из [33, 32]). Для схем а–г, ж и схемы е с циркулярными поляризациями $I_p \approx I_M$, I_M — критическая интенсивность, для схемы д $I_p > I_M/2$, для схемы е с TE-, TM-поляризациями и $K = 0$ $I_p > 3|\alpha|/|\theta|$; 3 — принцип действия схем а–в [36]

полное самопереключение света на выходе (из волновода 1 в волновод 0), а коэффициент усиления в пределах линейного участка ($\delta P \leq 0, 1$ Вт), согласно (2.1.21), составляет $\partial I_0 / \partial I_{00} \approx 1600$.

2.2. Автосинхронизация волн

Посмотрим, что происходит с фазами волн в процессе их самопереключения. Для определенности, будем говорить о фазах ОРСВ, описываемых системой (1.5.3), например, о волнах в ТСОВ; фазы других ОРСВ получатся из найденных после замены (1.5.2).

Предположим, как и в разделе 2.1, что ОРСВ идентичны ($\alpha = 0$, $\theta_0 = \theta_1 = \theta$). Из (1.5.9) имеем [34, 37]

$$\cos \psi = 2 \operatorname{sign} \theta \sqrt{J_0 J_1} = 2 \operatorname{sign} \theta \sqrt{(R_0 - J)J}. \quad (2.2.1)$$

Отсюда сразу следует, что если $R_0 > 1$ (т.е. $I_{00} > I_{0M}$), то

$$\begin{aligned} J_0 &> J_b = \frac{1}{2} \left(R_0 + \sqrt{R_0^2 - 1} \right), \\ J_1 &< J_c = \frac{1}{2} \left(R_0 - \sqrt{R_0^2 - 1} \right), \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

т.е. при $I_{00} > I_M$ существует область запрещенных значений интенсивности излучения в каждой волне [34]!

Подставляя решение (2.1.3) в (2.2.1), получаем $\cos \psi$ в сечении системы с координатой $z = l$ [37]

$$\cos \psi_l = \operatorname{sign} \theta r \left| \operatorname{sn}(L, r) \right|. \quad (2.2.3)$$

При $r = R_0 = q^{-1} > 1$, т.е. $I_{00} > I_M$ формула (2.2.3) представима в виде [37]

$$\cos \psi_l = \operatorname{sign} \theta \left| \operatorname{sn} \left(\frac{L}{q}, q \right) \right|. \quad (2.2.4)$$

Проанализируем формулы (2.2.3), (2.2.4).

1) В режиме, близком к линейному, когда $r^2 = R_0^2 \ll 1$, имеем

$$\begin{aligned} \cos \psi_l &\approx \operatorname{sign} \theta r \left| \sin L - \frac{r^2}{4} \left[L - \frac{\operatorname{sign}(2L)}{2} \right] \cos L \right| \approx \\ &\approx \operatorname{sign} \theta r |\sin L|. \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

В чисто линейном случае $r = R_0 = 0$ имеем $\cos \psi_l = 0$, а $\psi_l = \pi/2$, т.е. фазы волн сдвинуты на $\pi/2$.

2) В области самопереключения излучения ($r = R_0 \approx 1$ и $\exp L \gg 1$), применяя найденную нами и приведенную в Приложении II аппроксимацию (II.3) для функции $\operatorname{sn}(L, r)$, получаем [37]

$$\cos \psi_l \approx \operatorname{sign} \theta \frac{1 - (r_1^4/256) \exp(2L)}{1 + (r_1^4/256) \exp(2L)} \operatorname{th} L, \quad (2.2.6)$$

где, как и ранее в разделе 2.1, $r_1^2 \equiv 1 - R_0^2$.

Если аппроксимировать (2.2.4), то получающиеся при этом формулы практически полностью совпадают с (2.2.6). Иными словами, аппроксимация (2.2.6) справедлива в области самопереключения излучения как при $r = R_0 \leq 1$ (где $r_1^2 = -q_1^2 = 1 - R_0^2 \geq 0$), так и при $r = R_0 \geq 1$ (где $r_1^2 = -q_1^2 = 1 - R_0^2 \leq 0$).

В ближайшей окрестности точки M , где выполнено (2.1.19), получаем $\cos \psi_l \approx \operatorname{sign} \theta R_0 \operatorname{th} L$ и на достаточном удалении от входа ($\exp L \gg 1$, $\operatorname{th} L \approx 1$) имеем $\cos \psi_l \approx \approx R_0 \operatorname{sign} \theta$, т.е. при $\theta > 0$ и $I_{00} = I_M$ волны "0" и "1" становятся синфазными (рис. 26)!

Как было отмечено, речь в данном случае идет о фазах волн, описываемых системой (1.5.3). Для волн же, описываемых системой (1.5.1), фазы получаются из найденных с помощью простой замены (1.5.2). Так, для идентичных ОРСВ при брэгговской дифракции в изотропной периодической структуре $\theta_j = \theta$, $\theta_{01} = \theta_{10} = 2\theta$; поэтому $\theta_0 = \theta_0 - \theta_{01} = -\theta$, $\theta_1 = \theta_1 - \theta_{10} = -\theta$ и при $\theta > 0$ имеем $\cos \psi_l = -1$, $\psi = \pi$, т.е. волны в средней точке M противоположны по фазе. В любом случае можно говорить об автоматическом согласовании фаз волн при определенной входной интенсивности, равной критической.

Это автоматическое согласование фаз волн в средней точке M (рис. 26) названо нами *автосинхронизацией волн* [37]. Подчеркнем, что автосинхронизация волн имеет место уже на очень малом расстоянии от входа (там, где $\exp L \gg 1$) и далее по всей длине системы. В средней точке M $\sin \psi_l$ меняет знак. Отметим, что на расстояниях от входа значительно меньше длины линейной перекачки ($L \ll 1$, $\tanh L \ll 1$), фазы волн, согласно (2.2.6), не успевают выравняться или стать противоположными даже при $I_{00} = I_M$ ($R_0 = 1$) и $\cos \psi_l \approx 0$. При $0 \leq (r_1^4/256) \exp(2L) \leq 1$ с увеличением отклонения I_{00} от I_M (при фиксированном L) или с увеличением L (при фиксированном R_0) $|\cos \psi_l|$ уменьшается от R_0 до нуля. Значения R_0 и L , при которых $\cos \psi_l = 0$, определяются из формул (2.1.11) и соответствуют точкам самопереключения M_j .

Формула (2.2.6) показывает, что по мере приближения I_{00} к I_M (т.е. по мере приближения к средней точке M), удлиняется участок системы, где фазы волн согласованы и увеличивается степень их согласованности.

3) В области больших интенсивностей ($q^2 = R_0^2 \ll 1$) из (2.2.4) получаем [37]

$$\begin{aligned} \cos \psi_l &\approx \\ &\approx \operatorname{sign} \theta \left| \sin(LR_0) - \frac{1}{4R_0^2} \left[LR_0 - \frac{\sin(2LR_0)}{2} \right] \cos(LR_0) \right| \approx \\ &\approx \operatorname{sign} \theta |\sin(LR_0)|. \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

Косинус разности фаз осциллирует вдоль оси L с периодом $\pi I_M/I_{00}$, а по оси R_0 — с периодом π/L и вдоль координаты z системы — с периодом $2\beta\lambda/|\theta|I_{00}$. Волны "0" и "1" синфазны (при $\theta > 0$) или противофазны (при $\theta < 0$) лишь на коротких участках системы вблизи значений $z = l = (2m+1)\beta\lambda/|\theta|I_{00}$, $m = 0, 1, 2, \dots$

На рис. 26 показана зависимость косинуса разности фаз волн от R_0 при $L = 1$, бп. Эта зависимость при других параметрах L , а также зависимость $\cos \psi_l$ от L при различных R_0 представлены в [37].

Результаты данного раздела дополняют результаты раздела 2.1. Мы видим, что эффект самопереключения излучения органически связан с автосинхронизацией волн и резким изменением фаз волн от нуля до $\pi/2$ (или от π до $\pi/2$) при малом изменении входной интенсивности вблизи критического значения.

2.3. Самопереключение излучения в системе с неидентичными ОРСВ

Учтем теперь неидентичность ОРСВ: $\alpha \neq 0$, $\theta_0 \neq \theta_1$, по-прежнему считая, что излучение вводится в систему в виде только одной волны: $R_0 \neq 0$, $R_1 = 0$. В этом случае один из корней уравнения (1.5.14) $J_d = 0$, и решение имеет вид [41]

$$J_{1l} = J_a \frac{1 - \operatorname{cn}(s, r)}{(p/q + 1) + (p/q - 1) \operatorname{cn}(s, r)}, \quad J_{0l} = R_0 - J_{1l}, \quad (2.3.1)$$

где $s = 2L\sqrt{pq}$, $p^2 = (J_a - J_b)(J_a - J_c)$, $q^2 = J_b J_c$, $r^2 = [J_a^2 - (p - q)^2]/(4pq)$, $r_1^2 = 1 - r^2 = [(p + q)^2 - J_a^2]/(4pq)$. Легко показать, что $p^2 > 0$, $q^2 > 0$.

Из решения (2.3.1) следует, что максимальное значение, принимаемое J_{1l} , это — $J_{1l} = J_a \leq R_0$. Иными словами, при $J_a < R_0$ полной перекачки энергии из нулевой волны в первую нет, а отношение $J_a/R_0 = (\Delta T)_{\max}$ определяет глубину возможной перекачки энергии и глубину самопереключения. Под глубиной перекачки и самопереключения мы подразумеваем разность между максимальным и минимальным значениями T_j : $(\Delta T)_{\max} \equiv T_{j, \max} - T_{j, \min}$; $0 \leq (\Delta T)_{\max} \leq 1$.

2.3.1. Полная перекачка и полное самопереключение. Из (2.3.1) легко видеть, что при

$$\alpha = \frac{\theta_0 - \theta_1}{4\beta} I_{00} \equiv \alpha_0, \quad (2.3.2)$$

получаем $\Delta = 0$, $I_a = I_{00}$, $(\Delta T)_{\max} = 1$, т.е. возможна полная перекачка энергии из нулевой волны в первую [41]. В этом случае $p = q = 1/2$, причем $I_M = I_{0M} = 8K/|\theta_0 + \theta_1|$ и (2.3.1) переходит в решение (2.1.3) для идентичных ОРСВ. Следовательно, в этом случае можно воспользоваться результатами анализа, данного в разделе 2.1 и в [34], т.е. формулами (2.1.11),

(2.1.21), имея в виду, что теперь значение критической интенсивности I_M , вообще говоря, отличается от частного значения $I_{0M} = 4K/|\theta|$ для идентичных ОРСВ.

2.3.2. Неполное самопереключение при $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$. Отклонение α от α_0 , очевидно, должно уменьшить значение I_a и, следовательно, глубину самопереключения (рис. 6). При малом $\Delta\alpha$ ($|\Delta\alpha| \ll K$) [41]

$$(\Delta T)_{\max} \approx 1 - (\Delta\xi)^2 + 4(\Delta\xi)^3, \quad (2.3.3)$$

где $\Delta\xi = (\Delta\alpha) \operatorname{sign}(\theta_0 + \theta_1)\beta/K$. Таким образом, в первом приближении по $\Delta\alpha/K$, глубина самопереключения остается полной (рис. 6а), а решение (2.3.1) принимает вид [41]

$$I_{jl} \approx \frac{I_{00}}{2} [1 + (-1)^j \operatorname{cn}(s, r)] + (-1)^j \frac{I_{00}^2}{2I_M} (\Delta\xi) \operatorname{sn}^2(s, r), \quad (2.3.4)$$

где $r \approx R_0[1 - R_0(\Delta\xi)]$, $s \approx L[1 + R_0(\Delta\xi)]$, и, как обычно, $j = 0, 1$.

Интенсивность самопереключения, или критическая интенсивность (соответствующая средней точке M) I_M , определяется согласно [41] и разделу 2.1 из условия $r = 1$

$$I_M \approx I_{0M}(1 + \Delta\xi), \quad (2.3.5)$$

где $I_{0M} \equiv I_M(\alpha = 0) = 8K/|\theta_0 + \theta_1|$.

Если $\exp L \approx \exp s \gg 1$, то при

$$I_{00} = I_M^{(j)} \approx I_{0M} \{1 + (-1)^j 8 \exp[-L(1 + \Delta\xi)] + \Delta\xi\} \quad (2.3.6)$$

выходное излучение целиком сосредоточено в j -й волне [41] (точки системы M_j , см. (2.1.11)). Видно, что характерные точки самопереключения M и M_j могут сдвигаться в зависимости от знака $\Delta\xi$ как вправо, так и влево по отношению к соответствующим точкам для случая $\alpha = \alpha_0$ (см. рис. 6).

В средней точке M (т.е. при $I_{00} = I_M$) имеем [41]

$$\frac{\partial I_{jl}}{\partial I_{00}} \approx (-1)^j \frac{1 - \Delta\xi}{8} \exp[L(1 + \Delta\xi)], \quad (2.3.7)$$

$$I_{jl} \approx \frac{I_{00}}{2} [1 + (-1)^j (\Delta\xi)]. \quad (2.3.8)$$

Из (2.3.7) видно, что коэффициент усиления оптического транзистора зависит от $\Delta\xi$ — увеличивается при $\Delta\xi > 0$ и снижается при $\Delta\xi < 0$ (см. рис. 6). Изменения коэффициентов усиления могут быть весьма существенны. Например, увеличение в два раза достигается при $\Delta\xi = \ln 2/(1 + L)$.

2.3.3. Равные нелинейные коэффициенты. При равных нелинейных коэффициентах ($\theta_0 = \theta_1 = \theta$, $\alpha \neq 0$) имеем $\alpha_0 = 0$, $\Delta\alpha = \alpha$ и $\Delta\xi = \xi \equiv (\alpha\beta/K) \operatorname{sign} \theta$. Этот важный и наиболее распространенный случай реализуется, например, для ТСОВ, изготовленных из одного материала, в которых расстройка вызвана различной толщиной волноводов. При этом $|\theta_1 - \theta_0|I_{00} \sim \alpha\theta_j I_{00}$ — величина второго порядка малости и ею можно пренебречь (так как при выводе уравнений (1.5.3) учитывались лишь величины порядка K , α , $\theta_j I_{00}$, т.е. первого порядка малости).

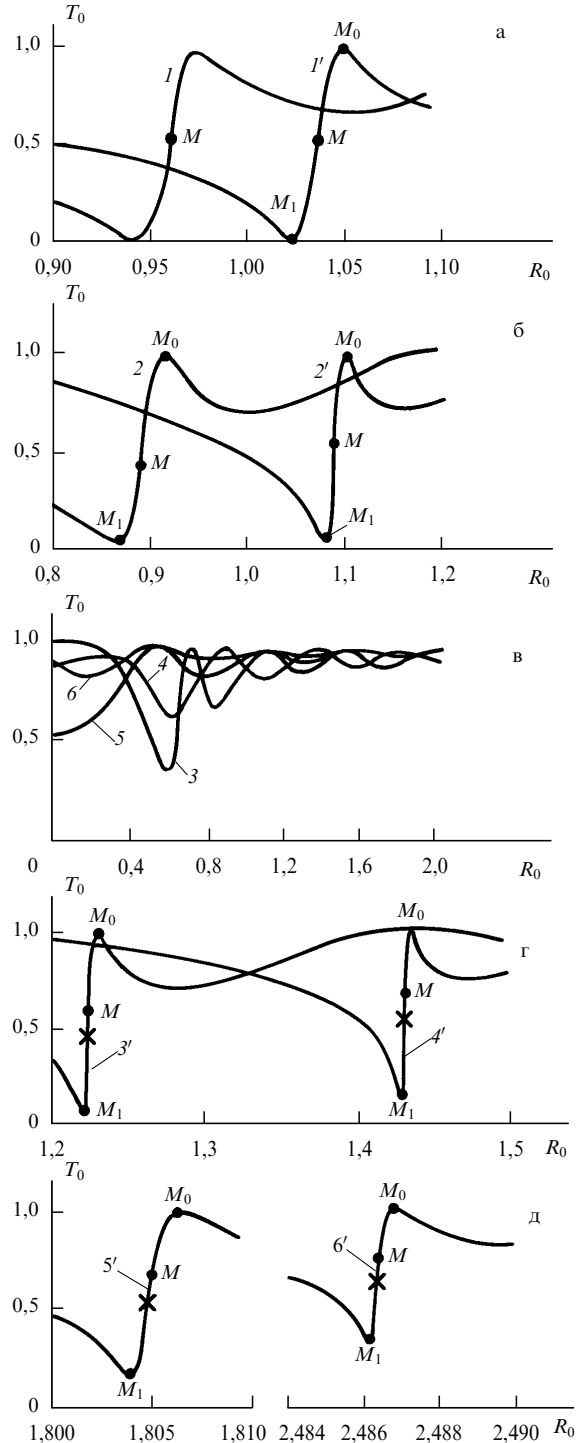


Рис. 6. Зависимость $T_0 = I_0/I_{00}$ от нормированной входной интенсивности $R_0 = |\theta|I_{00}/4K$ нулевой волны при $\theta_0 = \theta_1 = \theta$, $L = 2\pi KI/\lambda\beta = 2\pi$ и $\xi = -0,04$ (1); $0,04$ (1'); $-0,1$ (2); $0,1$ (2'); $-0,25$ (3); $0,25$ (3'); $-0,5$ (4); $0,5$ (4'); -1 (5); 1 (5'); -2 (6) и 2 (6'). Отмечены точки M , и крестиком — точки с максимальной крутизной (рисунок взят из [41])

2.3.4. Полное самопереключение при $\alpha = \alpha_M$. Соотношение (2.3.2) подразумевает, что каждому мгновенному значению входной интенсивности I_{00} соответствует свое $\alpha = \alpha_0$. Выполнение этого требования трудно реализуемо, хотя, в принципе, и возможно. Если речь идет о

ТСОВ, то для этого на волноводы, изготовленные из электрооптических материалов, нужно подавать электрическое напряжение, пропорциональное I_{00} , подобранное так, чтобы выполнялось (2.3.2). Правда, при этом уже нельзя говорить о самопереключении излучения, так как процесс связан с электрооптикой.

Более интересен для практики случай, когда значение α фиксировано. Вместе с тем, для самопереключения излучения, необходимо, чтобы $I_{00} = I_M$. Поэтому для того, чтобы происходило полное самопереключение излучения при фиксированном, заранее выбранном α , значение этого параметра должно быть равно [41]

$$\alpha_M = \frac{\theta_0 - \theta_1}{4\beta} I_{0M} = \frac{2K(\theta_0 - \theta_1)}{\beta|\theta_0 + \theta_1|}. \quad (2.3.9)$$

При этом параметр ξ принимает значение

$$\xi_M = 2 \frac{\theta_0 - \theta_1}{\theta_0 + \theta_1}. \quad (2.3.10)$$

При выборе $\xi = \xi_M$ происходит полное $((\Delta T)_{\max} \approx 1)$ самопереключение излучения (рис. 7а) при изменении I_{00} вблизи критического значения I_{0M} , даже в неидентичных ТСОВ или в системе с другими неидентичными ОРСВ! Поэтому I_{0M} мы назвали "критической интенсивностью полного самопереключения" или просто "интенсивностью полного самопереключения" [41].

Выбор $\alpha = \alpha_M$ приводит, однако, к отклонению решения от вида (2.1.3), который справедлив лишь при $\alpha = \alpha_0$, и, несмотря на близость I_{0M} к I_{00} (и соответственно α_M к α_0), характер самопереключения может существенно измениться по сравнению со случаем $\alpha = \alpha_0$. Крутизна и направление (знак) такого полного самопереключения оцениваются формулой из [41]

$$\frac{\partial I_{jl}}{\partial I_{00}} \approx (-1)^j \frac{3\theta_0 - \theta_1}{\theta_0 + \theta_1} \frac{\exp L}{8}, \quad (2.3.11)$$

а при

$$R_M^{(j)} \approx 1 + (-1)^j 8 \frac{\theta_0 + \theta_1}{3\theta_0 - \theta_1} \exp L \quad (2.3.12)$$

излучение целиком выходит из системы в виде j -волны (точки M_j).

Формулы (2.3.11), (2.3.12) показывают, что при $(3\theta_0 - \theta_1)/(\theta_0 + \theta_1) > 0$ с увеличением I_{00} вблизи значения I_{0M} излучение переключается на выходе из первой волны в нулевую, а при $(3\theta_0 - \theta_1)/(\theta_0 + \theta_1) < 0$ — наоборот. Крутизна характеристики (2.3.11) зависит от соотношения θ_0 и θ_1 . Так, при $\theta_0 = \theta \neq 0$, $\theta_1 = 0$ она втрое выше, чем для идентичных ОРСВ ($\theta_0 = \theta_1 = \theta$) при том же L , а при $\theta_0 = 0$, $\theta_1 = \theta \neq 0$ она имеет ту же абсолютную величину, что и в случае $\theta_0 = \theta_1 = \theta$, но противоположна по знаку (рис. 7а). При $\theta_1 = 3\theta_0$ и $\alpha = \alpha_M$ самопереключения излучения нет: $\partial I_{jl}/\partial I_{00} = 0$, а точки $R_{0M}^{(j)}$ бесконечно удаляются от единицы.

2.3.5. Неполное самопереключение при $\alpha = \alpha_M + \Delta\alpha$. На практике в связи с технологическими трудностями изготовления ТСОВ и других систем с ОРСВ неизбежно некоторое, пусть и малое, отклонение α от значения α_M , которое приводит к уменьшению глубины самопереключения (рис. 7в) [41]

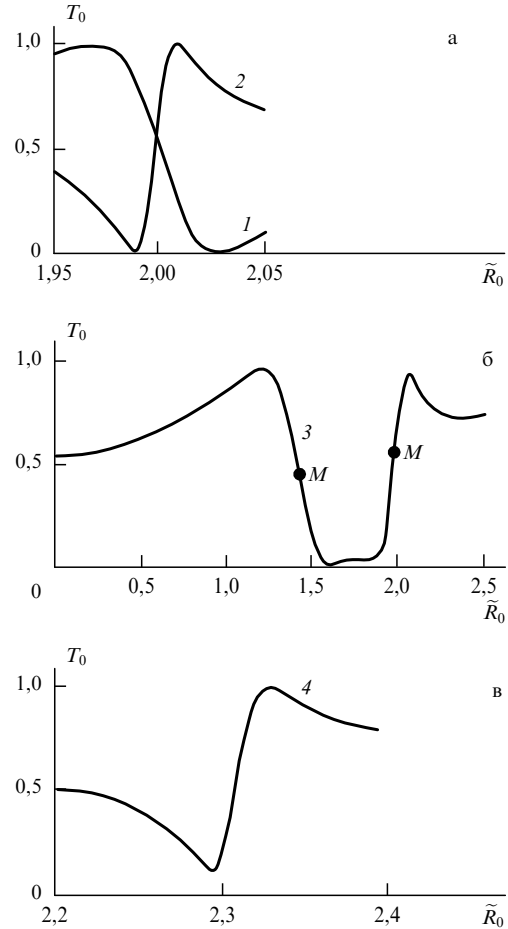


Рис. 7. Зависимость T_0 от $\tilde{R}_0 \equiv \theta_{\max} I_{00}/4K$ при $\theta_0 \neq \theta_1$ и $L = 2\pi$: 1 — $\theta_0 = 0$, $\theta_1 = \theta \neq 0$ ($\theta_{dn} = 0, 5$), $\xi = \xi_M = -2$; 2 — $\theta_0 = \theta \neq 0$, $\theta_1 = 0$ ($\theta_{dn} = -0, 5$), $\xi = \xi_M = 2$; 3 — $\theta_0 = 0, 3\theta_1$ ($\theta_{dn} = 0, 35$), $(\Delta\xi) = 0, 01$; 4 — $\theta_0 = \theta_1/3$ ($\theta_{dn} = 1/3$), $(\Delta\xi) = 0, 1$; где $\theta_{dn} \equiv (\theta_1 - \theta_0) \text{sign}(\theta_0 + \theta_1)/2\theta_{\max}$ — нормированная разность нелинейных коэффициентов, $\theta_{\max} \equiv \max(|\theta_0|, |\theta_1|)$ (рисунок взят из [41])

чения (рис. 7в) [41]

$$(\Delta T)_{\max} \equiv \frac{I_a}{I_M} \approx 1 - \left(\frac{\theta_0 + \theta_1}{3\theta_0 - \theta_1} \right)^2 (\Delta\xi)^2 \times \left[1 - 2 \frac{(5\theta_0 - \theta_1)(\theta_0 + \theta_1)}{(3\theta_0 - \theta_1)^2} (\Delta\xi) \right], \quad (2.3.13)$$

где $\Delta\xi = (\Delta\alpha)\beta \text{sign}(\theta_0 + \theta_1)/K = \xi - \xi_M$, $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_M$, $|\Delta\xi| \ll 1$. При $(5\theta_0 - \theta_1)\Delta\alpha > 0$ с ростом $|\Delta\alpha|$ глубина самопереключения убывает значительно сильнее, чем при $(5\theta_0 - \theta_1)\Delta\alpha < 0$. При $\theta_0 = \theta_1$ (2.3.13) переходит в (2.3.3).

Крутизна самопереключения при $\alpha = \alpha_M + \Delta\alpha$ [41]

$$\frac{\partial I_{jl}}{\partial I_{00}} \approx (-1)^j \left[\frac{3\theta_0 - \theta_1}{\theta_0 + \theta_1} - \frac{7\theta_0 - 5\theta_1}{3\theta_0 - \theta_1} (\Delta\xi) \right] \frac{\exp s}{8}, \quad (2.3.14)$$

где

$$s \approx L \left(1 + \frac{\theta_0 + \theta_1}{3\theta_0 - \theta_1} \Delta\xi \right).$$

При $\theta_0 = \theta_1$ (2.3.14) переходит в (2.3.7).

Смещение точек M , M_0 , M_1 по оси R_0 , вызванное отстройкой $\Delta\xi$, описывается формулами, приведенными в [41].

В момент самопереключения излучения ($I_{00} = I_M$) из (2.3.1) имеем

$$J_{1l} \approx J_b - 2 \exp(-s)(J_a - 3J_b) \approx J_b \leq \frac{R_0}{2} = \frac{1}{2}, \quad (2.3.15)$$

причем равенство в (2.3.15) выполняется при полном самопереключении ($\Delta\xi = 0$, $I_M = I_{0M}$), а в момент неполного самопереключения ($\Delta\xi \neq 0$, $J_b < R_0/2$) в первую волну перекачивается меньше половины входного излучения.

2.3.6. Самопереключение при произвольных α и θ_d . Для произвольных α и θ_d критическое значение R_0 определяем из условия $0 < J_b = J_c < J_a$ (эквивалентного $r = 1$). Это условие означает, что при $J = J_b = J_c$ кривая $f(J)$ касается оси абсцисс, т.е. одновременно выполняются два равенства: $f(J_b) = 0$ (1.5.14) и $f'(J_b) = 0$; исключая из них J_b , находим уравнение

$$R_M^2 - 1 + 2\Delta R_M(4R_M^2 - 5) - 2\Delta^2(6R_M^2 + 1) + 6\Delta^3 R_M - \Delta^4 = 0, \quad (2.3.16)$$

определяющее точное значение $R_0 = R_M \equiv I_M/I_{0M}$ в точке M (имеют смысл только те значения, для которых $0 < J_b < J_a$). При малых $|\Delta|$ уравнение (2.3.16) переходит в (2.3.5).

T_0 в точке M определяется корнем J_b

$$\begin{aligned} T_{0M} &\approx 1 - \frac{J_b}{R_M} = \\ &= 1 + \frac{\Delta^3 - 6\Delta^2 R_M + \Delta(12R_M^2 + 1) - R_M(8R_M^2 - 7)}{(\Delta^2 - 2\Delta R_M + 4R_M^2 - 3)2R_M}. \end{aligned} \quad (2.3.17)$$

Глубина самопереключения описывается формулой

$$\begin{aligned} (\Delta T)_{\max} &= \frac{1}{4J_b^2} = \\ &= \left[\frac{\Delta^2 - 2\Delta R_M + 4R_M^2 - 3}{\Delta^3 - 6\Delta^2 R_M + \Delta(12R_M^2 + 1) - R_M(8R_M^2 - 7)} \right]^2, \end{aligned} \quad (2.3.18)$$

где R_M находится из уравнения (2.3.16).

Уравнение (2.3.16) и формула (2.3.18) дают полезную информацию об I_M и $(\Delta T)_{\max}$, представленную на рис. 8.

В случае $\theta_{dn} = 1/3$ ($\theta_{dn} \equiv (\theta_1 - \theta_0) \text{sign}(\theta_0 + \theta_1)/2\theta_{\max}$, где $\theta_{\max} \equiv \max(|\theta_0|, |\theta_1|)$), касательная к кривой $I_M(\xi)$ в точке полного самопереключения вертикальна. При $\theta_{dn} > 1/3$ существует область значений ξ , в которой одному значению ξ соответствуют два значения I_M и $(\Delta T)_{\max}$, т.е. существуют два значения входной интенсивности (см. рис. 8), вблизи которых должно возникать самопереключение излучения. Таким образом, при $\theta_{dn} > 1/3$, для определенных α и K , можно говорить о двойном самопереключении излучения (рис. 7б). Глубины этих самопереключений, как правило, различны, однако в области $\theta_{dn} \geq 1/3$ (например, при $\theta_{dn} = 0,35$) кривая $(\Delta T)_{\max}(\xi)$ на рис. 8 пересекает сама себя. Это означает, что глубины обоих самопереключений одинаковы (рис. 7б).

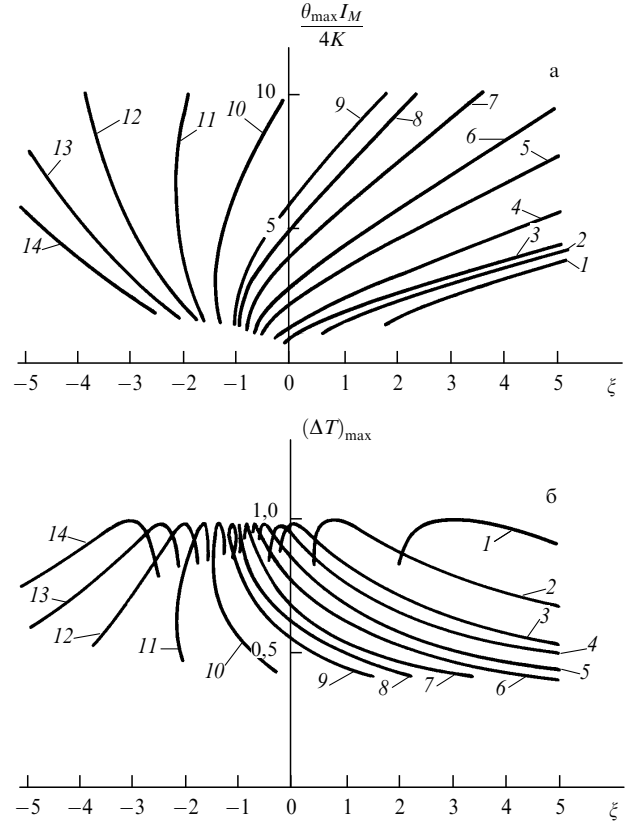


Рис. 8. Нормированная интенсивность $\theta_{\max} I_M / 4K$ (а) и глубина $(\Delta T)_{\max}$ (б) самопереключения излучения как функция ξ при различных θ_{dn} : $\theta_{dn} = -0,6$ (1); $-0,3$ (2); 0 (3); $0,1$ (4); $0,2$ (5); $0,25$ (6); $0,3$ (7); $1/3$ (8); $0,35$ (9); $0,4$ (10); $0,45$ (11); $0,5$ (12); $0,55$ (13) и $0,6$ (14) (рисунок взят из [41])

Уравнения (2.3.16)–(2.3.18) определяют R_M , T_{0M} и $(\Delta T)_{\max}$ даже при больших $|\Delta|$ и $|\xi|$. Например, при $\theta_d = 0$, $\Delta = \xi = 1$ легко находим $R_M = 1,8054$, $T_{0M} = 0,6983$, $(\Delta T)_{\max} = 0,8427$ (рис. 6д); при $\Delta = \xi = 2$ находим $R_M = 2,4864$, $T_{0M} = 0,7634$, $(\Delta T)_{\max} = 0,7225$. При $\Delta = \xi < -0,1909$ не существует R_M .

При больших ξ точка M (рис. 6г, д) лежит выше точки, отмеченной "x", где достигается максимум крутизны. Заметим, что в точке M (т.е. при $R_0 = R_M$, $T_0 = T_{0M}$) имеем $\cos \psi_l = 1$, а $\sin \psi_l$ при изменении R_0 меняет знак [41], т.е. имеет место процесс, аналогичный автосинхронизации идентичных ОРСВ (см. раздел 2.2).

Результаты численных решений (1.5.3), полученные в [41], согласуются с формулами (2.3.3)–(2.3.18) и иллюстрируют их (рис. 6 и рис. 7). При малых $|\xi|$ действительно наблюдается почти полная перекачка энергии из одной волны в другую, а при больших $|\xi|$, как это и следует из общего решения (2.3.1), не происходит полной перекачки энергии. Однако, если при отрицательных ξ и $|\xi| \approx 1$ (рис. 6в) величина перекачиваемой мощности не достигает и половины входной, то при положительных ξ (рис. 6г, д) до значений $\xi = 1$ еще вполне можно говорить о наличии самопереключения излучения. Так, при $\xi = 1$ в первую волну перекачивается $\sim 84\%$ входной мощности. Следует подчеркнуть, что с ростом ξ наблюдается значительное увеличение коэффициента усиления. В то время как для идентичных ОРСВ ($\xi = 0$) при $L = 2\pi$ в точке M (согласно (2.1.21)) имеем $\partial I_{0l} / \partial I_{00} \approx 67$; для

неидентичных ОРСВ при $\xi = 1$ и том же L максимум $\partial I_{0l}/\partial I_{00} \approx 1136$. Т.е. выбор $\xi = 1$ увеличивает крутизну более чем на порядок, одновременно увеличивая критическую интенсивность на 80 %, и уменьшая глубину переключения на 16 % (рис. 6д, кривая 5').

Рисунок 7а иллюстрирует формулы (2.3.11), (2.3.12); при $\theta_0 = 0$, $\theta_1 \neq 0$ с увеличением I_{00} вблизи I_{0M} излучение на выходе полностью переключается, но не из первой волны в нулевую (как для идентичных ОРСВ), а наоборот.

Рисунок 7б демонстрирует двойное самопереключение. Первое самопереключение происходит при $I_M \approx 5,6K/\theta_{\max}$ и его наклон согласуется с формулой (2.3.16). Второе самопереключение происходит при $I_M \approx 7,9K/\theta_{\max}$ и оно гораздо круче первого. С увеличением I_{00} первое самопереключение происходит из нулевой волны в первую, а второе — наоборот.

Рисунок 7в показывает, что самопереключение излучения возникает и при $\theta_0 = \theta_1/3$, но только в том случае, если $(\Delta\xi) \neq 0$ [41].

Итак, неидентичность ТСОВ может не только уменьшать крутизну самопереключения, уменьшая при этом также и критическую интенсивность, но и существенно (на один-два порядка) увеличивать крутизну самопереключения (одновременно увеличивая, но в гораздо меньшей степени, I_M). Неидентичность уменьшает также глубину самопереключения, но лишь во втором приближении. Влияние знака $\Delta\xi$ на крутизну самопереключения обнаруживается уже в первом порядке по $\Delta\xi$, а на глубину самопереключения — лишь в третьем порядке по $\Delta\xi$.

Как известно (см. рис. 1), для неидентичных волн в линейном режиме полного энергообмена быть не может. Зато в нелинейном режиме, даже при большой неидентичности показателей преломления волн, возможно полное самопереключение излучения. Оно возникает при условии (2.3.9), смысл которого в том, что неидентичность показателей преломления компенсируется неидентичностью нелинейных коэффициентов. Крутизна и направление такого полного самопереключения определяются формулой (2.3.11).

При определенных параметрах может возникать двойное самопереключение излучения, т.е. переключения вблизи двух значений входной интенсивности, каждое из которых — критическое.

В последовавшей вскоре за [41] работе Трилло и Уобница [80] на ту же тему решение (2.3.1) аналитически не исследовалось.

Отметим, что двойное самопереключение света возможно не только в неидентичных, но и в идентичных ТСОВ, если на вход подают две волны (см. разделы 3.4 и 4.3), или даже при подаче одной волны, если существенно насыщение нелинейности [98].

2.4. Влияние оптических потерь на самопереключение излучения

Исследование влияния оптических потерь на самопереключение излучения представляет интерес, поскольку многие системы с ОРСВ не на основе волоконных световодов могут иметь значительные потери. Например, ТСОВ на основе GaAs, как правило, имеют потери до 5 дБ см⁻¹ [3–5]. Кроме того, учет оптических потерь важен еще и потому, что позволяет в первом приближении оценить влияние побочных нелинейных эффектов

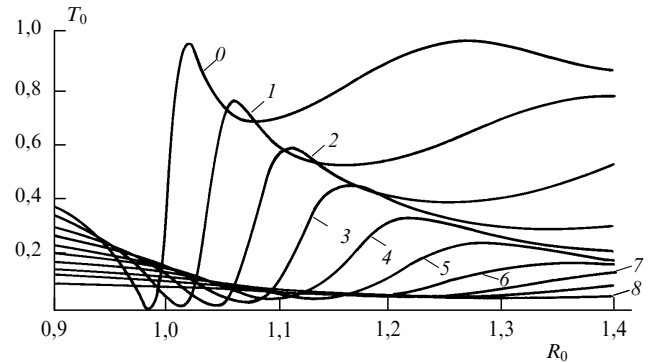


Рис. 9. Эффект самопереключения излучения при различном уровне потерь на длине l связи ОРСВ; n -я кривая соответствует потерям n дБ; $L = 2\pi$; $\alpha = 0$; $\theta_0 = \theta_1 = \theta$ (рисунок взят из [42])

ВКР, ВРМБ, ГВГ, ГТГ на эффект самопереключения излучения.

Уравнения (1.5.3) с учетом потерь принимают вид [42]

$$\begin{cases} i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{dA_0}{dz} + KA_1 \exp\left(-\frac{i\alpha 2\pi z}{\lambda}\right) + i\frac{\lambda}{\pi} \beta \delta'_0 A_0 = -\theta_0 |A_0|^2 A_0, \\ i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{dA_1}{dz} + KA_0 \exp\left(\frac{i\alpha 2\pi z}{\lambda}\right) + i\frac{\lambda}{\pi} \beta \delta'_1 A_1 = -\theta_1 |A_1|^2 A_1, \end{cases} \quad (2.4.1)$$

где δ'_j — коэффициент потерь.

Уравнения (2.4.1) удается решить лишь численно. Результаты численных экспериментов для случая ввода в систему с идентичными ОРСВ ($\alpha = 0$, $\theta_0 = \theta_1 = \theta$, $\delta'_0 = \delta'_1 = \delta$) излучения в виде одной волны ($R_1 = 0$) показали (рис. 9), что потери в 1–5 дБ на длине связи волн l не уничтожают эффект самопереключения излучения, хотя и ухудшают его: снижается глубина и крутизна самопереключения. Чем больше параметр L , тем для большего уровня потерь можно еще говорить о самопереключении излучения.

2.5. О влиянии фазы сигнала на его усиление

Если на вход одного из ТСОВ (скажем, нулевого), точнее, на смеситель перед входом волновода, подать сигнал и накачку (рис. 5а), когерентную с сигналом, то перед входом в волновод волны сигнала и накачки интерферируют. Пусть на входе смесителя амплитуда сигнала $A_{s0} = \sqrt{I_{s0}} \exp(i\varphi_{s0})$, амплитуда накачки $A_{p0} = \sqrt{I_{p0}} \exp(i\varphi_{p0})$, причем $I_{p0} \approx I_M$, а коэффициенты передачи мощности накачки и сигнала смесителем равны T и R (см. [33]). Тогда интенсивность на выходе смесителя, вводимая в волновод "0", $I_{00} = RI_{s0} + TI_{p0} + 2\sqrt{RT}\sqrt{I_{p0}I_{s0}} \cos(\varphi_{p0} - \varphi_{s0})$, и согласно (2.1.21), коэффициент усиления слабого сигнала определяется формулой [66]

$$k_s = \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{s0}} = -\frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{s0}} \approx \left(\sqrt{TR} \frac{\sin \theta \cos \psi_0}{\sqrt{R_{s0}}} + R \right) \frac{\exp L}{8} \quad (2.5.1)$$

(где $R_{s0} = I_{s0}/I_{0M}$, $\psi_0 = \varphi_{p0} - \varphi_{s0}$), аналогичной формуле (3.4.13).

При $R_{s0} \rightarrow 0$ имеем $|k_s| \rightarrow \infty$ — эффект гигантского усиления изменения слабого сигнала, рассмотренный для случая подачи сигнала и накачки на входы разных волноводов в [36] и разделе 3.4.

Оптический транзистор с повышенным коэффициентом усиления, рассмотренный в разделе 3.5 и [51, 54–56, 62] для случая подачи сигнала и накачки на входы разных волноводов, в случае подачи сигнала и накачки на вход одного волновода также возможен [66], и является следствием формулы (2.1.21) и интерференции сигнала и накачки на входе. Причем этот транзистор описывается теми же формулами, что и при подаче сигнала и накачки на входы разных волноводов (см. раздел 3.5). В частности, коэффициент усиления сигнала в таком оптическом транзисторе оценивается формулой (3.5.3). Этот режим оптического транзистора осуществим, когда в отсутствие сигнала система находится в одной из точек M_0 или M_1 , т.е. интенсивность накачки удовлетворяет формулам (2.1.11), (2.3.6).

Сильное влияние интерференции и входной разности фаз имеет как положительные, так и отрицательные стороны.

С одной стороны, оно позволяет сильно увеличить коэффициент усиления сигнала по сравнению с коэффициентом усиления накачки и управлять распределением выходных интенсивностей волн путем изменения входной фазы сигнала. Весьма важно также, что сильная зависимость коэффициента усиления слабого сигнала k_s от разности фаз сигнала и накачки приводит к тому, что сигнал, имеющий определенный сдвиг фаз по отношению к накачке (близкий к нулю или к π), должен усиливаться сильнее, чем шум. Более того, поскольку шумы имеют беспорядочно меняющуюся во времени фазу, то при усреднении по времени $\cos \psi_0$ в формулах (2.5.1) обратится в нуль, т.е. гигантского усиления шумов не будет. Поэтому эффект гигантского усиления можно использовать для увеличения отношения сигнал/шум.

С другой стороны, при создании оптических вычислительных машин обычно выдвигается требование, чтобы фаза пришедшего на переключающий элемент сигнала не влияла на выходную мощность и на коэффициент усиления сигнала в этом элементе. Это требование вполне естественно и вызвано желанием, чтобы передаточные характеристики элементов были стабильны и не зависели от оптического пути сигнала с выхода одного элемента до входа в другой. Независимость выходных характеристик от входной фазы сигнала целесообразна также при создании оптических мультивибраторов, описанных в разделе 5 и [56, 66]. Разумеется, устранить это влияние фазы сигнала можно тривиальным образом, сделав сигнал и накачку некогерентными друг другу. Однако этот способ не оптимален. Другие способы рассмотрены в разделе 4.4.

3. Самопереключение излучения при наличии двух волн на входе

Наличие второй волны на входе кубично-нелинейной системы с ОРСВ усложняет процесс взаимодействия ОРСВ и привносит в него качественно новые черты. Анализ этого взаимодействия показал, что эффект самопереключения излучения не только возможен, но и является более резким и более сложным и многообразным, чем при наличии лишь одной из волн на входе. Итак, пусть на вход нелинейной системы с двумя ОРСВ подаются обе волны: $R_0 \neq 0$, $R_1 \neq 0$ (см. (1.5.7)). Задача состоит в отыскании I_j и ψ на выходе системы, т.е. значений I_{jl} , J_{jl} , ψ_l .

3.1. Решение уравнений для идентичных ОРСВ

Если ОРСВ идентичны:

$$\beta_0 = \beta_1 = \beta, \quad \alpha = 0, \quad \theta_0 = \theta_1 = \theta, \quad \theta_{01} = \theta_{10}, \quad (3.1.1)$$

то корни уравнения (1.5.14) имеют вид

$$J_{a,d} = \frac{R_0 + R_1}{2} \pm \sqrt{D_+},$$

$$J_{b,c} = \frac{R_0 + R_1}{2} \pm \sqrt{D_-}, \quad (3.1.2)$$

где

$$D_{\pm} = \frac{1}{4} \left[\frac{4\sqrt{R_0 R_1} \operatorname{sign} \theta \cos \psi_0 - 1 \pm \sqrt{D}}{2} + (R_0 - R_1)^2 \right] \equiv$$

$$\equiv \frac{1}{4} \left[(R_0 + R_1)^2 - \frac{(1 \mp \sqrt{D})^2}{4} \right],$$

$$D = 16R_0 R_1 - 8\sqrt{R_0 R_1} \operatorname{sign} \theta \cos \psi_0 + 1.$$

Функцию (1.5.12) можно записать двумя различными способами. В зависимости от способа записи интеграл в (1.5.13) сводится к двум различным табличным интегралам. Однако получающиеся в результате две формы решения сводятся друг к другу тождественными преобразованиями [62]. Получаем [36]

$$J_{jl} = \frac{R_0 + R_1}{2} + (-1)^j \sqrt{D_+} \operatorname{cn}(S, r), \quad (3.1.3)$$

где $S = s + F(\mu, r)m$, $r^2 = D_+/(D_+ - D_-) \equiv 4D_+/\sqrt{D}$, $s = L(D)^{1/4}$, $r_1^2 = 1 - r^2 = -D_-/(D_+ - D_-) = -4D_-/\sqrt{D}$, $\mu = \arccos[(R_0 - R_1)/2\sqrt{D_+}]$.

Решение (3.1.3) справедливо во всей области действительных значений r . Однако его удобно анализировать лишь в области $r \leq 1$, т.е. при $D_- \leq 0$. В области же $r \geq 1$, т.е. при $D_- \geq 0$ решение (3.1.3) путем преобразования [120] целесообразно представить в виде

$$J_{jl} = \frac{R_0 + R_1}{2} + (-1)^j \sqrt{D_+} \operatorname{dn}\left(\frac{S}{q}, q\right), \quad (3.1.4)$$

где $S = s + mF(\mu', q)q$, $S/q = 2L\sqrt{D_+} + mF(\mu', q)$, $\mu' = \arcsin(r \sin \mu) = \arcsin(q^{-1} \sin \mu)$.

Решение (3.1.3) для частного случая $R_0 = R_1 = R$ приведено позднее в работе Уинфула [78] (см. раздел 3.10).

3.2. Общее решение уравнений

Представим (1.5.12) в виде

$$f(J) = (J_a - J)(J - J_d) \left[\left(J - \frac{J_b + J_c}{2} \right)^2 - \frac{(J_b - J_c)^2}{4} \right], \quad (3.2.1)$$

сводя, тем самым, интеграл в (1.5.13) к табличному [120]. Интегрируя (1.5.13), находим

$$s = 2L\sqrt{PQ} = \{F(\mu_l, r) - F(\mu, r)\}m, \quad (3.2.2)$$

где

$$\mu_l = 2 \arctan \left[\frac{Q(J_a - J_{1l})}{P(J_{1l} - J_d)} \right]^{1/2},$$

$$\mu = 2 \arctan \left[\frac{Q(J_a - R_1)}{P(R_1 - J_d)} \right]^{1/2},$$

$$r^2 = \frac{(J_a - J_d)^2 - (P - Q)^2}{4PQ},$$

$$r_1^2 = 1 - r^2 = \frac{(P + Q)^2 - (J_a - J_d)^2}{4PQ},$$

$$P^2 = (J_a - J_b)(J_a - J_c), \quad Q^2 = (J_d - J_b)(J_d - J_c).$$

После преобразований находим [51, 54–56, 62]

$$J_{1l} = \frac{(J_a + J_d P/Q) + (J_d P/Q - J_a) \operatorname{cn}(S, r)}{1 + P/Q + (P/Q - 1) \operatorname{cn}(S, r)}, \quad (3.2.3)$$

где $S = s + F(\mu, r)m$.

Согласно (3.2.3) J_{1l} достигает максимального значения, равного J_a , когда $\operatorname{cn}(S, r) = -1$; величина J_{0l} при этом минимальна и равна $R_0 + R_1 - J_a$. При $\operatorname{cn}(S, r) = 1$ $J_{1l} = J_d$ минимальна, а $J_{0l} = R_0 + R_1 - J_d$ максимальна. Величина $(\Delta T)_{\max} = (J_a - J_d)/(R_0 + R_1)$ представляет разность между максимальным и минимальным значениями коэффициента передачи мощности первой волной и характеризует глубину энергообмена между волнами; $0 \leq (\Delta T)_{\max} \leq 1$.

Для идентичных ОРСВ решение (3.2.3) переходит в (3.1.3), а $(\Delta T)_{\max} = 2\sqrt{D_+}/(R_0 + R_1)$. В случае $R_1 = 0$ имеем $J_d = 0$, $P = p$, $Q = q$, $\mu = 0$, $F(\mu, r) = 0$, $S = s$ и (3.2.3) переходит в решение (2.3.1). При $\Delta = 0$, $R_1 = 0$ решение (2.3.3) переходит в (2.1.3).

В области $r \geq 1$ для анализа (3.2.3) целесообразно ввести параметры $q = r^{-1}$, $q_1^2 = 1 - q^2$ и воспользоваться тождеством $\operatorname{cn}(S, r) = \operatorname{dn}(S/q, q)$, причем $S/q = s/q + F(\mu', q)m$, а $\mu' = \arcsin(q^{-1} \sin \mu)$.

3.3. Условие, характерные точки, глубина и крутизна самопереключения излучения

Эффект самопереключения излучения в общем случае возникает, когда, во-первых,

$$\exp S \gg 1 \quad (3.3.1)$$

и, во-вторых,

$$r \approx 1, \quad \text{т.е. } |r_1|^2 \ll 1, \quad (3.3.2)$$

точнее

$$|r_1|^2 \exp S \lesssim 16. \quad (3.3.3)$$

Неравенство (3.3.3) оценивает границы области самопереключения.

Средней точкой самопереключения M назовем совокупность параметров (R_0, R_1, ψ_0) , которая определяется из условия $r_1 = 0$, эквивалентного соотношению $J_b = J_c$, т.е.

$$D_- = \frac{(J_b - J_c)^2}{4} = \frac{(a - J_a - J_d)^2}{4} - \frac{d}{J_a J_d} = 0. \quad (3.3.4)$$

При $D_- < 0$ — корни J_b, J_c комплексно-сопряженные. При $D_- > 0$ — корни J_b, J_c действительные. Таким образом, если известны действительные корни J_a, J_d (а они всегда существуют), то уравнение (3.3.4) определяет соотношение между параметрами R_0, R_1, ψ_0 и Δ в средней точке M . Условие $J_d < J_b = J_c < J_a$ означает одновременное выполнение двух равенств: $f(J_b) = 0$ (1.5.14) и $f'(J_b) = 0$. Исключая из них J_b , можно найти уравнение (аналогичное (2.3.16)), которое определяет соотношение между R_0, R_1, ψ_0 и Δ в точке M . Однако ввиду громоздкости мы его здесь не приводим.

Вблизи средней точки M : $|J_b - J_c|^2 \ll |J_b + J_c|^2$ имеем

$$r_1^2 \approx -q_1^2 \approx -\left[\frac{(J_b - J_c)(J_a - J_d)}{4(J_a - J_s)(J_s - J_d)} \right]^2, \quad (3.3.5)$$

где $J_s = (J_b + J_c)/2$.

В области самопереключения, т.е. при выполнении (3.3.1)–(3.3.3), решение (3.2.3) аппроксимируется (с помощью формул, приведенных в Приложении II) так [54, 62]:

$$\begin{aligned} J_{1l} \approx & \left\{ J_a \left[-\operatorname{sech} S + \left(1 + \frac{r_1^2}{16} \exp S \right)^2 \right] + \right. \\ & \left. + J_d \frac{P}{Q} \left[\operatorname{sech} S + \left(1 - \frac{r_1^2}{16} \exp S \right)^2 \right] \right\} \times \\ & \times \left\{ -\operatorname{sech} S + \left(1 + \frac{r_1^2}{16} \exp S \right)^2 + \right. \\ & \left. + \frac{P}{Q} \left[\operatorname{sech} S + \left(1 - \frac{r_1^2}{16} \exp S \right)^2 \right] \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (3.3.6)$$

$J_{0l} = R_0 + R_1 - J_{1l}$, причем величинами $\operatorname{sech} S$ можно пренебречь.

Аппроксимацией (3.3.6) можно пользоваться как при $r \leq 1$, так и при $r \geq 1$. Так как в области самопереключения $r_1^2 \approx -q_1^2$, $S/q \approx S$, то в (3.3.6) можно заменить r_1^2 на $-q_1^2$ и наоборот. При $r \geq 1$ величина r_1 мнимая, а q_1 действительная.

Точками самопереключения M_j назовем совокупности параметров R_0, R_1 и ψ_0 , при которых в области самопереключения достигаются максимумы интенсивностей J_{jl} . Согласно (3.3.6), если [51, 54]

$$r_1^2 \exp S = 16, \quad (3.3.7)$$

то $J_{1l} = J_a = \max$, а $J_{0l} = R_0 + R_1 - J_a = \min$. Это — точка M_1 . Если [51, 54]

$$r_1^2 \exp S = -16, \quad (3.3.8)$$

то $J_{1l} = J_d = \min$, а $J_{0l} = R_0 + R_1 - J_d = \max$. Это — точка M_0 .

Разница между максимумом и минимумом J_{jl} составляет $J_a - J_d$ и величина $(\Delta T)_{\max} = (J_a - J_d)/(R_0 + R_1)$ характеризует относительную глубину самопереключения излучения.

В средней точке M имеем $J_{1l} = (J_a Q + J_d P)/(P + Q) = J_b = J_c$. Величина P в точке M равна $J_a - J_b = J_a - J_c$ и показывает, насколько максимум J_{1l} больше значения J_{1l} в точке M , а величина Q в точке M равна $J_b - J_d = J_c - J_d$ и показывает, насколько J_{1l} в точке M больше минимума J_{1l} .

В непосредственной близости к точке M , когда $r_1^4 \exp(2S)/256 \ll 1$ и $|P/Q - 1|/(P/Q + 1) \ll 1$ (а последнее неравенство реализуется почти во всех интересных для практики случаях, см. выше), крутизна (резкость) самопереключения оценивается с помощью формулы [62]

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_{1l}}{\partial R_j} &\approx -\frac{\partial J_{0l}}{\partial R_j} \approx \frac{J_a - (P/Q)J_d}{8(1 + P/Q)} \frac{\partial r_1^2}{\partial R_j} \exp S \approx \\ &\approx \frac{J_a - J_d}{16} \frac{\partial r_1^2}{\partial R_j} \exp S \gg 1. \end{aligned} \quad (3.3.9)$$

Отметим, что при $|P/Q - 1|/(P/Q + 1) \ll 1$ аппроксимация (3.3.6) несколько упрощается, приобретая вид [62]

$$J_{1l} \approx \frac{J_a + J_d}{2} + \frac{J_a - J_d}{2} \frac{(r_1^2/8) \exp S}{1 + (r_1^4/256) \exp(2S)}. \quad (3.3.10)$$

Для идентичных ОРСВ условия самопереключения (3.3.1)–(3.3.3) принимают вид [36]

$$\exp(2\sqrt{D_+}L) \approx \exp(\sqrt[4]{D}L) \gg 1, \quad (3.3.11)$$

$$|D_-| \ll D_+, \quad \text{т.е.} \quad \frac{1 + \sqrt{D}}{2} \approx 2(R_0 + R_1), \quad (3.3.12)$$

а границы области самопереключения оцениваются из условия

$$\frac{|D_-|}{D_+} \exp(2\sqrt{D_+}L) \leq 16, \quad (3.3.13)$$

где $\sqrt{D_+}$ и D выражаются формулами (3.1.2), из которых с учетом (3.3.12) в области самопереключения имеем $D_+ \approx (R_0 + R_1)/2 - 1/4$. Для идентичных ОРСВ в области самопереключения из (3.3.6) или из (3.3.10) получаем аппроксимации [36, 54]

$$J_{jl} \approx \frac{R_0 + R_1}{2} + (-1)^j \sqrt{D_+} \frac{-(r_1^2/8) \exp S + \operatorname{sech} S}{1 + (r_1^4/256) \exp(2S)}, \quad (3.3.14)$$

где $r_1^2 \approx -D_-/D_+$, $S = s + F(\mu, r)m$, $m = \pm 1$,

$$\mu = \arccos\left(\frac{R_0 - R_1}{2\sqrt{D_+}}\right),$$

$$\begin{aligned} s &= 2\sqrt{D_+ - D_-}L \approx 2\sqrt{D_+}L \approx \sqrt[4]{D}L \approx \\ &\approx L\sqrt{2(R_0 + R_1) - 1}, \end{aligned}$$

т.е.

$$T_0 \approx 0,5 - (R_0 + R_1)^{-1} \sqrt{\frac{R_1 + R_0}{2} - \frac{1}{4}} \frac{2U}{1 + U^2}, \quad (3.3.14a)$$

где $U \equiv (r_1^2/16) \exp S$.

Экстремумы J_{jl} достигаются при условиях (3.3.7), (3.3.8), соответствующих точкам M_1 ($J_{1l} = \max$) и M_0 ($J_{0l} = \max$). Глубина самопереключения

$$(\Delta T)_{\max} = \frac{2\sqrt{D_+}}{R_0 + R_1} = \frac{\sqrt{2(R_0 + R_1) - 1}}{R_0 + R_1}. \quad (3.3.15)$$

Поэтому полное самопереключение возникает, когда $R_0 + R_1 = 1$, а при отклонении $R_0 + R_1$ от значения 1

глубина самопереключения уменьшается даже для идентичных ОРСВ ($\Delta = 0$)! В этом состоит интересная особенность рассматриваемой ситуации подачи на вход обеих волн.

Близ средней точки самопереключения M (отвечающей условию $D_- = 0$), а именно при $r_1^4 \exp(2S) \ll 256$, крутизна самопереключения оценивается (при $R_0 \neq R_1$) формулой

$$\frac{\partial J_{0l}}{\partial R_j} \approx -\frac{\partial J_{1l}}{\partial R_j} \approx \frac{(\partial D_-/\partial R_j)}{8\sqrt{D_+}} \exp S \gg 1. \quad (3.3.16)$$

Из формул (3.3.16), (3.3.14) следует, что для увеличения крутизны (резкости) самопереключения при заданном L условие самопереключения должно выполняться при больших $R_0 + R_1$, и с увеличением $R_0 + R_1$ крутизна самопереключения резко возрастает.

Оценим крутизну самопереключения для случая $L = 1, 2\pi$, $R_0 = 3$, $R_1 = 1$, $\cos \psi_0 = 0$, $\Delta = 0$. Тогда согласно (3.3.16) имеем

$$\frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{00}} \approx 3800, \quad \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{10}} \approx -6330, \quad \text{если } \psi_0 = \frac{\pi}{2};$$

$$\frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{00}} \approx 798, \quad \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{10}} \approx -1330, \quad \text{если } \psi_0 = -\frac{\pi}{2}.$$

Эти результаты хорошо согласуются с результатами численного решения исходной системы уравнений (1.5.3) на ЭВМ.

3.4. Переключение накачки слабым сигналом; режимы гигантского и линейного усиления сигнала

Рассмотрим интересную для практики ситуацию, когда на вход системы в качестве одной из волн (скажем, нулевой) поступает относительно мощное излучение — накачка, а в качестве другой (первой) волны — слабый управляющий сигнал (рис. 5 г, ж и рис. 5е с циркулярными поляризациями): $R_0 \gg R_1 \ll 1$. Если предположить, что неидентичность ОРСВ мала: $|\Delta| \ll 1$, то условие самопереключения (3.3.2) означает, что $R_0 \approx 1$, т.е. параметр $\delta \equiv 1 - R_0$ также мал: $|\delta| \ll 1$. При этих предположениях

$$r_1^2 \approx 2(\delta + \Delta - 2\sqrt{R_1} \operatorname{sign} \theta_s \cos \psi_0 + 3R_1 - 2R_1 \cos^2 \psi_0), \quad (3.4.1)$$

$$S \approx L\sqrt{2(R_1 + R_0) - 1} + 2\sin \psi_0 \sqrt{\frac{R_1}{R_0}} \approx$$

$$\approx L(R_0 + R_1) + 2\sqrt{\frac{R_1}{R_0}} \sin \psi_0, \quad (3.4.2)$$

$$T_0 \approx 0,5 - (R_0 + R_1)^{-1} \sqrt{\frac{R_1 + R_0}{2} - \frac{1}{4}} \frac{2U}{1 + U^2} \approx$$

$$\approx 0,5 - \frac{U}{1 + U^2}, \quad (3.4.3)$$

где

$$U \approx \frac{\delta + \Delta - 2\sqrt{R_1} \operatorname{sign} \theta_s \cos \psi_0}{8} \exp S \approx$$

$$\approx \frac{1 - R_0 + \Delta - 2\sqrt{R_1} \operatorname{sign} \theta_s \cos \psi_0}{8} \exp L. \quad (3.4.4)$$

Самопереключение излучения почти полное, так как

$$(\Delta T)_{\max} \approx \frac{R_0 - R_1 \cos(2\psi_0)}{R_0 + R_1} \approx 1. \quad (3.4.5)$$

Средняя точка самопереключения M определяется из условия

$$R_1(3 - 2 \cos^2 \psi_0) - 2 \operatorname{sign} \theta_s \cos \psi_0 \sqrt{R_1} + \delta + \Delta = 0. \quad (3.4.6)$$

В непосредственной близости к точке M , т.е. при выполнении (3.3.3), коэффициент усиления изменения интенсивности сигнала оценивается по формуле [70]

$$k_s = \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{10}} = -\frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{10}} \approx \frac{\partial J_{0l}}{\partial R_1} \approx \left[\operatorname{sign} \theta_s \cos \psi_0 \sqrt{\frac{R_0}{R_1}} - 3R_0 + \right. \\ \left. + (16R_0^2 + 1)R_1 + 2R_0 \cos^2 \psi_0 \right] \frac{\exp S}{8(R_0 + R_1)}, \quad (3.4.7)$$

а коэффициент усиления изменения интенсивности накачки имеет вид

$$k_p = \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{00}} = -\frac{\partial I_{1l}}{\partial I_{00}} \approx \frac{\partial J_{0l}}{\partial R_0} \approx \frac{\exp S}{8}. \quad (3.4.8)$$

При достаточно малых $|\delta|$, R_1 и $|\Delta|$ для грубой оценки k_s и k_p можно положить $S \approx L$ и пренебречь в (3.4.7) третьим членом в скобках. Тогда получаем [36]

$$k_s = \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{10}} \approx \left(\frac{\operatorname{sign} \theta_s \cos \psi_0}{\sqrt{R_1}} - 3 + 2R_0 \cos^2 \psi_0 \right) \frac{\exp L}{8}, \quad (3.4.9)$$

$$k_p \approx \frac{\exp L}{8}, \quad (3.4.10)$$

причем последним членом в скобках в (3.4.9) практически тоже можно пренебречь и при $|\cos \psi_0| \ll 1$, и при $|\cos \psi_0| \approx 1$.

Согласно (3.4.9) при $|\cos \psi_0| \approx 1$ и заданном L усиление когерентного сигнала оказывается примерно в $\sqrt{I_{0M}/I_{10}} \gg 1$ раз выше, чем усиление некогерентного сигнала в случае (рассмотренном в разделе 2.1), когда накачка и сигнал поступают на вход системы в виде одной и той же волны (ср. (2.1.21)). Причем, если $\cos \psi_0 \neq 0$ и $R_1 \rightarrow 0$ (и одновременно $R_0 \rightarrow 1 + \Delta$ в соответствии с (3.4.6)), то $|k_s| \rightarrow \infty$. Эта ситуация (рис. 10а, кривые 1, 2) названа нами [36] "гигантским усилением" изменения слабого сигнала. Таким образом, при $|\cos \psi_0| \approx 1$ коэффициент усиления изменения интенсивности сигнала оказывается в $\sqrt{I_{0M}/I_{10}} \gg 1$ раз выше, чем коэффициент усиления изменения интенсивности накачки, т.е. система гораздо чувствительнее реагирует на изменение сигнала, чем на изменение накачки. Это свойство системы, наряду с чрезвычайно высоким коэффициентом усиления слабого переменного сигнала, является практически важным достоинством режима гигантского усиления.

Недостаток режима гигантского усиления состоит в нелинейности усиления, т.е. зависимости коэффициента усиления сигнала от величины самого сигнала. Из-за этого в процессе усиления сигнала возможны искажения

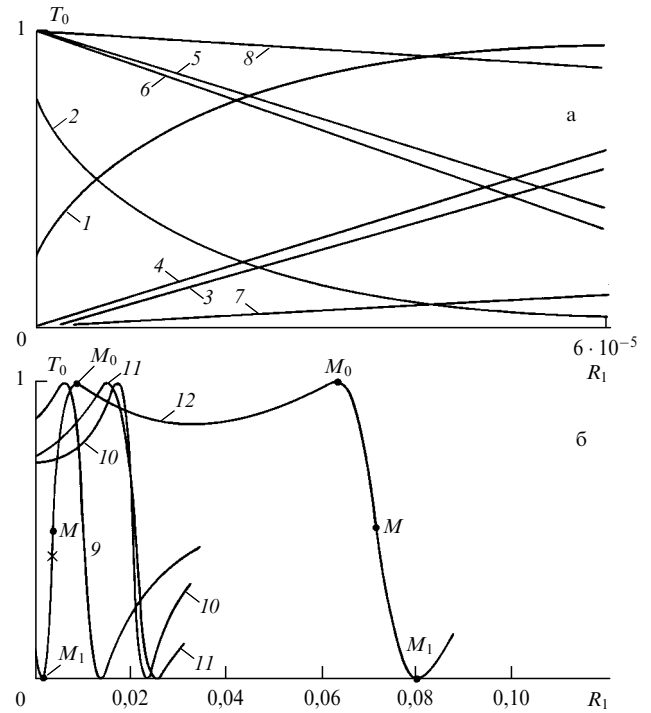


Рис. 10. Коэффициент передачи мощности нулевой волной $T_0 \equiv I_{0l}/(I_{00} + I_{10}) \equiv J_{0l}/(R_0 + R_1)$ как функция интенсивности сигнала $R_1 \equiv I_{10}/I_{0M}$ при $R_0 \equiv I_{00}/I_{0M} = \text{const} \gg R_1$; $L = 2\pi$; $\theta_d = 0$, $\theta_s > 0$. На рис. (а) кривые 1, 2 соответствуют параметрам: $R_0 = 0,995$, $\psi_0 = 0$ (1) и $R_0 = 1,005$, $\psi_0 = \pi$ (2). Линии 3–8 соответствуют соотношению (3.5.6) с параметрами: $j = 1$, $\psi_0 = 0$ (3, 4); $j = 0$, $\psi_0 = \pi$ (5, 6); $j = 1$, $\psi_0 = \pi$ (7); $j = 0$, $\psi_0 = 0$ (8); $\varepsilon = 0$ (3, 7); $\varepsilon = 0,001$ (4, 5); $\varepsilon = 0,002$ (6, 8). $j = 0, 1$ — номер точки M_j , в которой находится система при $R_1 = 0$. На рис. (б): $\psi_0 = \pi/2$ (9–10), $-\pi/2$ (11), $\pi/2 - 0,5$ (12); $R_0 = 1,03$ (9), 1,06 (10, 11), 0,95 (12); $\Delta = 0$; кривая 12 иллюстрирует двойное переключение (на ней отмечены точки M , и крестиком — точка с максимальной крутизной)

его формы. Таким образом, в этом режиме система "работает" как усилитель с чрезвычайно высоким коэффициентом усиления, но не как оптический транзистор. Отметим, что приращение интенсивности на выходе остается конечным. В самом деле пусть $|\cos \psi_0| \approx 1$ и интенсивность сигнала возросла от $I_{10} = 0$ на очень малую величину ΔI_{10} , а R_1 соответственно от $R_1 = 0$ до $R_1 = \Delta R_1$. Тогда изменение интенсивности излучения на выходе, согласно (3.4.9), составит

$$|\Delta I_{0l}| \approx \frac{I_{0M} \exp L}{8} \int_0^{\Delta R_1} \frac{dR_1}{\sqrt{R_1}} \approx \frac{I_{0M} \exp L \sqrt{\Delta R_1}}{4}, \quad (3.4.11)$$

так что при $\Delta R_1 \rightarrow 0$ имеем $|\Delta I_{0l}| \rightarrow 0$.

Если фазы волн на входе сдвинуты на $\pi/2$, то коэффициент усиления слабого сигнала не зависит от его интенсивности и схема "работает" как оптический транзистор, но с коэффициентом усиления примерно втрое большим ($|k_s| \approx 3 \exp L/8$), чем при подаче слабого сигнала и накачки на вход в виде одной волны.

Хотя при $\cos \psi_0 = 0$ и $R_1 \ll R_0 \approx 1$ схема "работает" как оптический транзистор [36], в разделе 3.5 будет показано, что в другом режиме (при $\cos \psi_0 \neq 0$) можно также создать оптический транзистор, но со значительно большим коэффициентом усиления, чем при $\cos \psi_0 = 0$.

Согласно (3.3.7), (3.3.8) и (3.4.1) при [36, 54, 62]

$$\begin{aligned} \Delta + \delta - 2\sqrt{R_0 R_1} \operatorname{sign} \theta_s \cos \psi_0 + R_1(3 - 2\cos^2 \psi_0) = \\ = (-1)^{j+1} 8 \exp(-S) \end{aligned} \quad (3.4.12)$$

почти все выходное излучение сосредоточено в нулевой ($j = 0$, точка M_0) или первой ($j = 1$, точка M_1) волне. Точкам самопереключения M_j (при заданном R_0) соответствуют значения сигнала $R_1 = R_{1M}^{(j)}$. Предполагая $|\cos \psi_0| \gg (3/2)\sqrt{R_1}$, получаем [51, 54–56]

$$\sqrt{R_{1M}^{(j)}} = \left[(-1)^j 4 \exp(-S) + \frac{\delta + \Delta}{2} \right] \cos^{-1} \psi_0 \operatorname{sign} \theta_s. \quad (3.4.13)$$

Если правая часть в (3.4.13) больше нуля лишь для одного из значений $j = 0, 1$, то существует одна точка M_j (M_0 или M_1), а если для обоих, то существуют обе точки M_j . В этих случаях соответствующее значение $R_{1M}^{(j)}$ оценивается по формуле

$$R_{1M}^{(j)} = \left[(-1)^j 4 \exp(-S) + \frac{\delta + \Delta}{2} \right]^2 \cos^{-2} \psi_0, \quad (3.4.14)$$

причем в последнем случае перепад входных интенсивностей сигнала, обеспечивающий полное переключение излучения на выходе из одной волны в другую, оценивается по формуле

$$R_{1M}^{(0)} - R_{1M}^{(1)} \approx 8 \exp(-S)(\delta + \Delta) \cos^{-2} \psi_0. \quad (3.4.15)$$

При очень малых $|\cos \psi_0| \ll (3/2)\sqrt{R_1}$, в частности, при $\psi_0 = \pm \pi/2$ из (3.4.12) получаем

$$\begin{aligned} R_{1M}^{(0)} &\approx -\frac{8}{3} \exp(-S) - \frac{\delta + \Delta}{3}, \\ R_{1M}^{(1)} &\approx \frac{8}{3} \exp(-S) - \frac{\delta + \Delta}{3}, \end{aligned} \quad (3.4.16)$$

а перепад входных интенсивностей сигнала, вызывающий полное переключение выходного излучения из одной волны в другую, составляет

$$R_{1M}^{(0)} - R_{1M}^{(1)} \approx \frac{16}{3} \exp(-S), \quad (3.4.17)$$

т.е. примерно вдвое меньше, чем при одной волне на входе системы (см. (2.1.13)).

Для грубой оценки $R_{1M}^{(j)}$ в формулах этого раздела можно положить $S \approx L$.

Отметим, что уравнение (3.4.6) при определенном соотношении параметров имеет два корня для R_1 , причем удовлетворяющих условию $|R_1| \ll 1$; это означает двойное самопереключение [70] (т.е. вблизи двух значений R_1) (рис. 10б), подобное описанному в разделе 2.3.

3.5. Оптический транзистор с повышенным коэффициентом усиления, устойчивый к нестабильности интенсивности накачки
Анализ (3.3.10) с учетом (3.4.1) показал, что в несколько ином режиме схемы (рис. 5г, ж, е) "работают", как оптические транзисторы, с еще гораздо большим коэффициентом усиления, чем тот, который дает формула (3.4.9) при

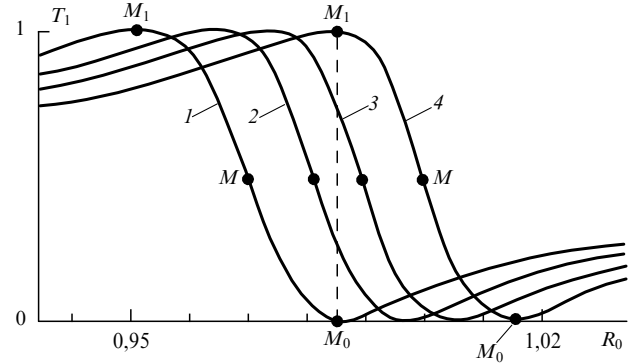


Рис. 11. T_1 как функция интенсивности накачки R_0 при разных уровнях сигнала R_1 . Кривые 1, 2 соответствуют $\Delta = \xi = -16 \exp(-L)$, причем 1 — $R_1 = 0$, а 2 — $R_1 = R_l = 3,25 \cdot 10^{-5}$, $\psi_0 = \pi$; кривые 3, 4 соответствуют $\Delta = 0$, причем 3 — $R_1 = R_l = 2,9 \cdot 10^{-5}$, $\psi_0 = 0$, а 4 — $R_1 = 0$, $\Delta = 0$ (и в точке $M_1 \delta \equiv 1 - R_0 = 0,015 = 8 \exp(-L)$). $L = 2\pi$, $\varepsilon = 0$, $\theta_d = 0$, $\theta_s > 0$

$\cos \psi_0 = 0$. Для этого должно выполняться соотношение [51, 54]

$$\Delta + \delta = (-1)^{j+1} 8 \exp(-L), \quad (3.5.1)$$

эквивалентное $R_{1M}^{(j)} = 0$ (т.е. при $R_1 = 0$ имеем $I_{00} = I_M^{(j)}$, см. (2.3.6)), смысл которого в том, что в отсутствие сигнала система находится в одной из точек M_0 или M_1 (рис. 2а и рис. 11). Тогда, если $\cos \psi_0 = (-1)^{j+1}$, то слабый сигнал с [51, 54–56]

$$R_1 \approx R_l \approx 0,15(\Delta + \delta)^2 \approx (3 \exp(-L))^2 \ll 1 \quad (3.5.2)$$

(где R_l определяется из условия $\partial^2 J_{0l} / \partial R_1^2 = 0$) должен усиливаться почти линейно, без искажений (рис. 10, линии 3, 5) с чрезвычайно большим коэффициентом усиления [51, 54–56, 62]:

$$k_s = \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{10}} \approx (-1)^{j+1} \cos^2 \psi_0 \frac{\exp(2L)}{25}. \quad (3.5.3)$$

Так, при $L = 2\pi$, $\cos^2 \psi_0 = 1$ согласно (3.5.3) оцениваем $|k_s| \sim 10^4$, тогда как согласно (2.1.21) имеем лишь $|k_s| \approx 67$, а согласно (3.4.4) при $\cos \psi_0 = 0$ получаем $|k_s| \approx 200$. Важно и то, что в этом режиме коэффициент усиления изменения накачки [51, 54]

$$k_p = \frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{00}} \approx \frac{\exp L}{8} \sqrt{\frac{R_1}{R_l}} \quad (3.5.4)$$

оказывается примерно в

$$\frac{|k_s|}{k_p} \approx \cos^2 \psi_0 \frac{\exp L}{3} \sqrt{\frac{R_1}{R_l}} \gg 1 \quad (3.5.5)$$

раз меньше коэффициента усиления сигнала k_s [51, 54] (сравните рис. 10а и рис. 11) и, следовательно, требование к стабильности интенсивности накачки в это же число раз ниже, чем для оптического транзистора с $k_s = k_p$ (см.

⁵ Этот режим оптического транзистора с повышенным коэффициентом усиления также может возникать и при подаче накачки и слабого когерентного сигнала в виде одной волны в смеситель перед входом этой волны в систему (см. рис. 5а–в, раздел 2.5 и [66]).

раздел 2.1). Например, при $L = 2\pi$, $\cos^2 \psi_0 \sim 1$, $R_1 \approx R_l$ имеем $|k_s|/k_p \approx \exp L/3 \geq 180$.

При $R_1 \rightarrow 0$ система приближается к точке M_j , где $k_p = 0$ (рис. 11, кривая 2), становясь нечувствительной к малому изменению накачки, но линейность усиления сигнала при $R_1 \ll R_l$ хуже, чем при $R_1 \approx R_l$.

Таким образом, можно не только создать оптический транзистор с чрезвычайно большим коэффициентом усиления, но, что не менее важно, этот оптический транзистор должен быть гораздо устойчивее к неустойчивости интенсивности накачки, чем оптические транзисторы, рассмотренные в разделах 2.1 и 3.4.

Из анализа числовых данных [51, 54–56] следует, что выбор параметров, при котором выполняется соотношение [51, 54–56]

$$\Delta + \delta = (-1)^{j+1} [8 \exp(-L) - \varepsilon] \quad (3.5.6)$$

(где $|\varepsilon| \ll 8 \exp(-L)$), обеспечивает при $\varepsilon > 0$ и малых R_1 ($R_1 < R_l$) большой коэффициент усиления (рис. 10а, линии 4, 6), чем в случае $\varepsilon = 0$ (линии 3, 5), грубо оцениваемый формулой [51, 62]

$$k_s \sim (-1)^{j+1} \cos^2 \psi_0 R_0^2 \frac{\exp(2L\sqrt{R_0})}{25}. \quad (3.5.7)$$

При этом максимум $|k_s|$ сдвигается в область меньших, а минимум — в область больших R_1 по сравнению со случаем $\varepsilon = 0$, т.е. значения R_1 и T_j в экстремумах $|k_s|$ сближаются, и линейность усиления сигнала улучшается. При $\varepsilon < 0$, напротив, $|k_s|$ меньше, чем при $\varepsilon = 0$. Соотношение (3.5.6) также эквивалентно $R_{1M}^{(j)} = 0$, но при большем δ , чем (3.5.1). Подбором δ , ε , L и Δ можно добиться весьма большой протяженности линейного участка характеристики. Например, при $\delta = 0,025$, $\varepsilon = 0,001$, $L = 2\pi$, $\Delta = 0$ получаем, что в диапазоне от $R_1 = 0,5 \cdot 10^{-6}$ до $R_1 = 2,1 \cdot 10^{-5}$ и соответственно от $T_0 = 0,067$ до $T_0 = 0,236$ k_s изменяется от 10170 до 10237, т.е. отклонение от среднего значения $k_s = 10204$ не превышает 0,3 %.

Если (3.5.1) выполнено, но $\cos \psi_0 = (-1)^j$, то при $R_1 \sim R_l$ из (3.3.10) получаем [54, 56] $k_s \approx (-1)^{j+1} \exp(2L)/200$ (рис. 10а, линии 7, 8).

Разумеется, примеры оптических транзисторов (см. рис. 5) можно продолжить. Аналогичные оптические транзисторы могут быть реализованы на основе связанных мод в неоднородном волноводе и других ОРСВ [3–6].

Располагая оптическими транзисторами, несложно создать оптические логические элементы. Выбор соотношения между величиной сигналов и шириной участка усиления оптического транзистора определяет тип элемента ("И" или "ИЛИ"). Так как выходные интенсивности волн "0" и "1" являются инверсией друг друга, то, выбирая соответствующую волну на выходе, легко получить элемент "НЕ".

3.6. Самопереключение волн с близкими входными интенсивностями

При $R_0 \approx R_1 \approx R \equiv \sqrt{R_0 R_1}$ самопереключение происходит, если $4R > 1$ [36], а ψ_0 близко к нулю, и заключается в следующем. Если зафиксировать R_1 и менять (скажем, увеличивать) R_0 вблизи значения R_1 (рис. 5д), то излучение на выходе будет переключаться из первой волны в нулевую (рис. 12).

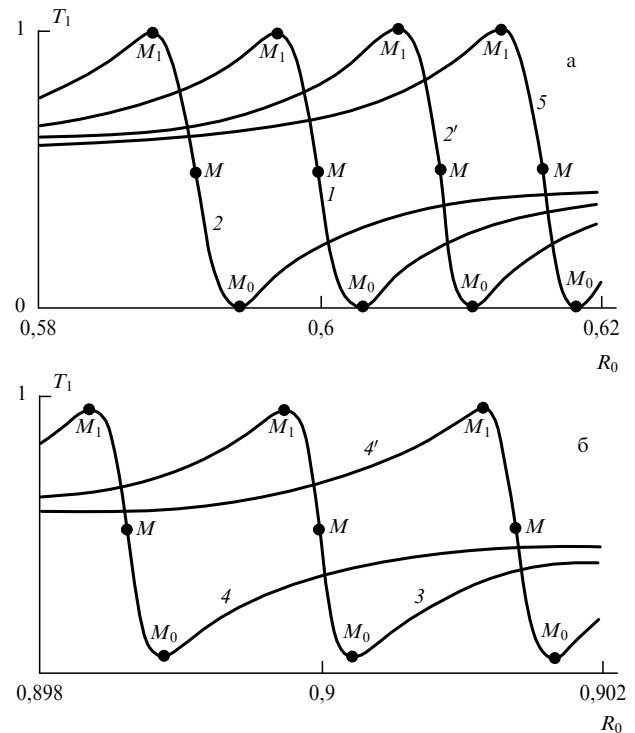


Рис. 12. $T_1 = 1 - T_0$ как функция R_0 при $R_0 \approx R_1 = 0,6$ (а), $0,9$ (б); $L = 2\pi$; $\xi = 0$ (1, 3, 5), $-0,01$ (2), $0,01$ (2'), $-0,002$ (4), $0,002$ (4'); $\psi_0 = 0$ (1–4, 2', 4'), $\pi/200$ (5); $\theta_d = 0$, $\theta_s > 0$

Глубина такого самопереключения [54]

$$(\Delta T)_{\max} = \frac{\sqrt{4R - 1}}{R_0 + R_1}. \quad (3.6.1)$$

Поэтому полное самопереключение ($(\Delta T)_{\max} = 1$) имеет место при $R_0 \approx R_1 \approx 0,5$, а по мере отклонения R от значения 0,5 глубина самопереключения уменьшается даже для идентичных волн (рис. 12б)!

В средней точке M , отвечающей соотношению [36, 54]

$$R_0 = R_1 + \frac{2R \sin \psi_0}{\sqrt{4R - 1}} + \frac{2R}{4R - 1} \Delta, \quad (3.6.2)$$

крутизна самопереключения [36, 54] равна

$$\frac{\partial I_{jl}}{\partial I_{00}} = \frac{\partial J_{jl}}{\partial R_0} \approx (-1)^j \left[1 - \frac{\Delta}{(4R - 1)^2} \right] \frac{\exp(L\sqrt{4R - 1})}{4}, \quad (3.6.3)$$

где для идентичных ОРСВ $\Delta = 0$.

При

$$R_0 = R_{0M}^{(j)} \approx R_1 + \frac{2R \sin \psi_0}{\sqrt{4R - 1}} + \frac{2R}{4R - 1} \Delta \pm 4\sqrt{4R - 1} \exp(-L\sqrt{4R - 1}) \quad (3.6.4)$$

интенсивности волн на выходе системы достигают экстремумов (точки системы M_j) [36, 54]. С ростом входной интенсивности R крутизна самопереключения резко возрастает, а область переключения быстро сужается [36]. Сдвиг точек M и M_j по оси R_0 , вызванный неидентичностью ОРСВ ($\Delta \neq 0$), можно компенсировать за счет соответствующего отклонения ψ_0 от нуля, когда $\Delta = -\sqrt{4R - 1} \sin \psi_0 \approx -\psi_0 \sqrt{4R - 1}$.

3.7. О случае $\Delta = 0$ для неидентичных ОРСВ

При определенных условиях, а именно при [54]

$$\xi = -2 \frac{\theta_d}{\theta_s} (R_0 + R_1), \quad (3.7.1)$$

т.е. при

$$\alpha = \frac{(\theta_1 - \theta_0)(I_{00} + I_{10})}{4\beta} \quad (3.7.2)$$

"линейная" и "нелинейная" компоненты Δ взаимно компенсируют друг друга и $\Delta = 0$. Чтобы такая компенсация сопровождалась самопереключением излучения, а электрооптика не использовалась, R_0 и R_1 в (3.7.1) должны соответствовать точке M для $\alpha = \theta_d = 0$.

Например, при $R_0 \approx R_1 = \text{const}$, $\psi_0 = 0$, выбираем $R_0 = R_1$, $\xi = -4(\theta_d/\theta_s)R_1$, получая [54]

$$\frac{\partial I_{jl}}{\partial I_{00}} \sim (-1)^{j+1} \frac{[\theta_0(1-8R) + \theta_1] \exp(L\sqrt{4R-1})}{4(\theta_0 + \theta_1)(4R-1)}. \quad (3.7.3)$$

При $\theta_1 = (8R-1)\theta_0$ самопереключения излучения нет; при $\theta_1 = \theta_0$ формула (3.7.3) переходит в (3.6.3). Как видно из (3.7.3), направление и крутизна самопереключения зависят от соотношения нелинейных коэффициентов θ_0 и θ_1 . Такое самопереключение волн проиллюстрировано в [54, 62].

При $R_1 = 0$ и выполнении (2.7.2) происходит полное самопереключение, рассмотренное в разделе 2.3 (см. (2.3.11)).

3.8. Автосинхронизация волн и пределы изменения интенсивностей

Автосинхронизация волн в момент самопереключения излучения (точнее, в средней точке M) имеет место и в общем случае ввода обеих волн в систему. В этом нетрудно убедиться. Используя второе уравнение (1.5.4), имеем

$$\sin \psi_l = \frac{1}{\sqrt{J_0 J_1}} \frac{dJ_{ll}}{dL}, \quad (3.8.1)$$

и, учитывая выражение (3.3.6) для J_{ll} , в области непосредственно примыкающей к средней точке самопереключения M (т.е. при $r_1^4 \exp(2S) \ll 16$), получаем

$$\sin \psi_l \approx \frac{(J_a - J_d)(r_1^2/8) \exp(S) 2\sqrt{PQ}}{2[1 + r_1^2 \exp(2S)/256]}. \quad (3.8.2)$$

Так как $r_1 = 0$ в средней точке M и r_1^2 меняет знак, то, следовательно, в этой точке $\sin \psi_l = 0$ (рис. 13).

Рассмотрим изменение разности фаз волн в области самопереключения, причем не только в непосредственной близости к точке M . Остановимся для простоты на случае идентичных волн. Применяя найденные нами аппроксимации эллиптических функций в области переключения (см. Приложение II), получаем

$$\sin \psi_l \approx \frac{1 - (r_1^4/256) \exp S}{1 + (r_1^4/256) \exp S} \times \frac{2 \exp(-S) + (r_1^2/8) \exp S}{1 + (r_1^4/256) \exp(2S)} \times \frac{2D_+}{[(R_0 + R_1)/2 - D_+ \text{cn}^2(S, r)]^{1/2}}. \quad (3.8.3)$$

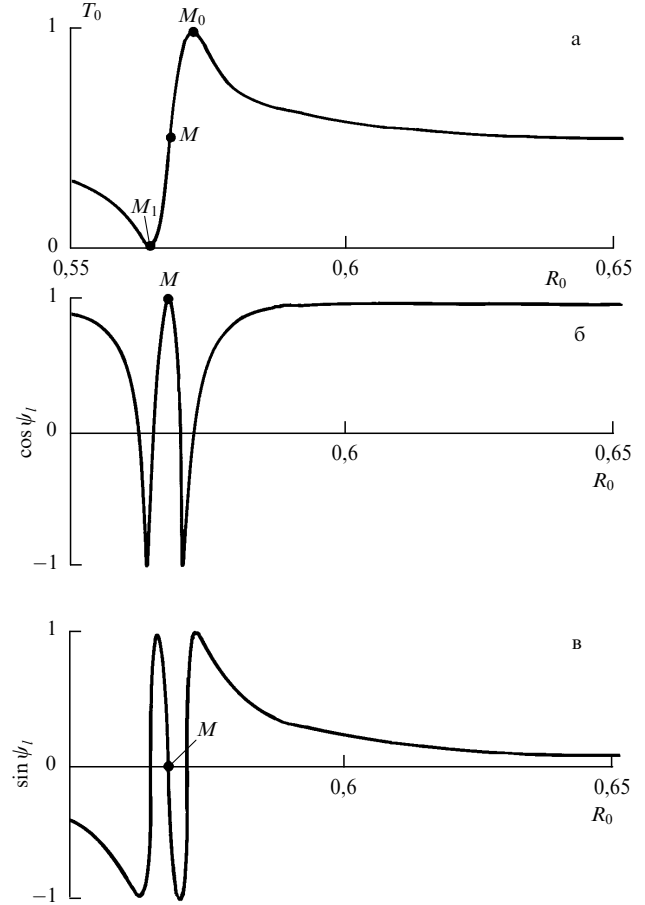


Рис. 13. T_0 (а), $\cos \psi_l$ (б) и $\sin \psi_l$ (в) как функции R_0 при $R_0 \approx R_1 = 0,6$, $L = 2\pi$, $\psi_0 = -\pi/100$

Видно, что $\sin \psi_l$ обращается в нуль не только при $r_1 = 0$, но также и при $r_1^2 \exp S = \pm 16$, т.е. в точках M_j , причем в этих точках $\cos \psi_l = -1$, т.е. фазы волн противоположны (см. рис. 13).

Некоторые закономерности взаимодействия ОРСВ можно выявить уже из анализа интегралов (1.5.5), (1.5.6) без полного аналитического решения уравнений (1.5.3). Из этих интегралов определяется выражение (1.5.9) для $\cos \psi$ вдоль системы. Из (1.5.9) и условия $|\cos \psi| \leq 1$ следует, что при определенных соотношениях между R_0 , R_1 , ψ_0 и Δ интенсивности ОРСВ могут изменяться не во всей области значений: $0 \leq J_{0,1} \leq R_0 + R_1$, но лишь в определенных "разрешенных" интервалах. Для идентичных ОРСВ (1.5.9) имеет вид

$$\cos \psi = 2 \text{sign } \theta \sqrt{J_0 J_1} + \sqrt{\frac{R_0 R_1}{J_0 J_1}} (\cos \psi_0 - 2 \text{sign } \theta \sqrt{R_0 R_1}). \quad (3.8.4)$$

Из (3.8.4) сразу видно, что если излучение вводится в систему в виде обеих волн, т.е. $R_0 R_1 \neq 0$, и $2\sqrt{R_0 R_1} \neq \text{sign } \theta \cos \psi_0$, то $J_0 J_1 \neq 0$ (в противном случае второе слагаемое в (3.8.4) обратилось бы в бесконечность). В этом случае $J_d \leq J_{0,1} \leq J_a$, причем если $D < 1$ (т.е. $2\sqrt{R_0 R_1} < \text{sign } \theta \cos \psi_0$), то при экстремальных значениях интенсивности, равных $J_{a,d} = (R_0 + R_1)/2 \pm \sqrt{D_+}$, волны 0 и 1 синфазны, а если $D > 1$ (т.е.

$2\sqrt{R_0 R_1} < \text{sign } \theta \cos \psi_0$, то при $J_{0,1} = J_{a,d}$ фазы волн противоположны. Если входное излучение подается в виде одной волны ($R_0 R_1 = 0$), то $\cos \psi = \text{sign } \theta 2\sqrt{J_0 J_1}$ (см. раздел 2.2) и при $J_0 J_1 = 0$ фазы волн сдвинуты на $\pi/2$.

Если $D_- \geq 0$, т.е. $2(R_0 + R_1) \geq 1 + \sqrt{D_-}$, то $J_b \leq J_0 \leq R_0 + R_1$ и $0 < J_1 < J_c$ (предполагаем, что $R_0 > R_1$), причем при $J_{0,1} = J_{b,c} = (R_0 + R_1)/2 \pm \sqrt{D_-}$ волны 0 и 1 синфазны.

При одновременном выполнении неравенств $R_0 R_1 \neq 0$ ($D \neq 0$) и $D_- \geq 0$ получаем $J_c \leq J_0 \leq J_a$ и $J_d \leq J_1 \leq J_c$, а величина интервала изменения J_j составляет $\sqrt{D_+} - \sqrt{D_-}$. Если $\text{sign } \theta \cos \psi_0 = 1$, а $4\sqrt{R_0 R_1} = 1$, то $D = 0$, $D_+ = D_-$, $J_0 = J_c = J_a = R_0$, $J_1 = J_d = J_b = R_1$, т.е. мощности волн не меняются вдоль волноводов и равны начальным значениям.

В [36] изложенные соображения иллюстрируются численными расчетами на ЭВМ.

3.9. О зависимости интенсивностей от входной разности фаз

Как видно из формулы (3.4.3), вблизи средней точки переключения M выходные интенсивности сильно зависят не только от R_0 и R_1 , но и от входной разности фаз ψ_0 (рис. 14).

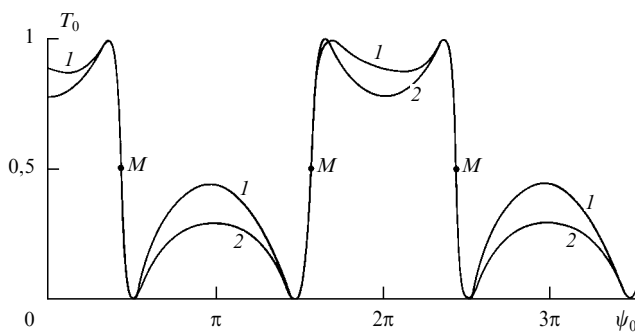


Рис. 14. T_0 как функции начальной разности фаз ψ_0 ; 1 — решение уравнений (1.5.3), 2 — аппроксимация формулой (3.4.3); $R_0 = 0,99$, $R_1 = 0,005$; $\Delta = 0$, $\theta_d = 0$, $\theta_s > 0$; $L = 1,6\pi$

С точки зрения математики суть дела состоит в том, что выходные интенсивности при $r \approx 1$ сильно зависят от r , а r в свою очередь зависит как от R_0 и R_1 , так и от $\cos \psi_0$, т.е. зависимость от ψ_0 — периодическая и вблизи определенного значения $\cos \psi_0$, определяемого из условия $r = 1$ и для $\Delta = 0$ равного

$$\cos \psi_0 \approx \frac{4R_0 R_1 - (R_0 + R_1)(R_0 + R_1 - 1)}{2\sqrt{R_0 R_1} \text{sign } \theta}, \quad (3.9.1)$$

эта зависимость от ψ_0 резкая: происходит оптическое переключение волн. Вблизи точки переключения M при $\Delta = 0$

$$\frac{\partial J_{1l}}{\partial \psi_0} \approx - \frac{(R_0 + R_1)\sqrt{R_0 R_1} \sin \psi_0 \text{sign } \theta \exp S}{[2(R_0 + R_1) - 1]^{3/2} 8}. \quad (3.9.2)$$

Эта формула оценивает чувствительность системы к изменению ψ_0 , которая при $|\sin \psi_0| \sim 1$ весьма высока (см. рис. 14).

Очевидно, что сильная зависимость J_{jl} от ψ_0 создает благоприятную возможность для управления выходной

интенсивностью за счет изменения ψ_0 . На возможность такого управления обращалось внимание в работе [82]. Вместе с тем, в ряде случаев эту зависимость желательно устранить (см. разделы 2.5, 4.4).

3.10. Сравнение с результатами Уинфула

Как показано в разделе 3.6 и работах [36, 54], при $R_0 \approx R_1$ самопереключение имеет место, если $\psi_0 \approx 0$. Если же $\psi_0 = \pi/2$, как в работе Уинфула [78], то самопереключения в нашем понимании нет. Напомним, что Уинфул [78] рассмотрел ситуацию, когда в двулучепреломляющий волновод или кристалл вводятся две идентичные ($\alpha = 0$) циркулярно-поляризованные волны равной интенсивности: $R_0 = R_1 = R$. Эта ситуация соответствует подаче на вход линейно-поляризованной волны с вектором E , составляющим угол $\vartheta_0 = \pi/4$ с оптической осью. Однако в этом случае $\psi_0 = 2\vartheta_0 = \pi/2$ [78] и в решении (3.1.3) имеем $r^2 = (1/2)(1 - 1/\sqrt{16R^2 + 1})$, т.е. r^2 изменяется в пределах от нуля до $1/2$, никогда даже не приближаясь к единице. Поэтому самопереключения (в нашем понимании) в работе Уинфула [78] не было; этим, по-видимому, объясняются относительно плавные изменения выходной интенсивности при изменении входной, даже при $L/\pi \gg 1$ [78], когда согласно (3.6.3) изменение выходной интенсивности и крутизна самопереключения должны быть фантастически большими. Поэтому, с нашей точки зрения, в [78] рассмотрена "нелинейная передача излучения" или "нелинейная перекачка", но не "самопереключение" света.

Следует отметить и принципиальное отличие нашего подхода [33, 36, 54] от подхода Уинфула [78]. В наших работах варьируется входная интенсивность одной из ОРСВ (скажем, R_0), а входная интенсивность другой волны (R_1) — фиксирована. В работе же [78] меняется суммарная интенсивность волн на входе, т.е. величина $2R$; при этом, естественно, одновременно и одинаково меняются входные интенсивности обеих волн, т.е. $R_0 = R_1 = R$. В [78] нормированная суммарная интенсивность, соответствующая в наших обозначениях $2R$, увеличиваясь, проходит через значения 1, 2, 3, 4, 5 и т.д. ($\psi_0 = \pi/2$). При этом соотношение выходных интенсивностей ("эллиптичность на выходе") изменяется плавно, т.е. явления самопереключения нет.

3.11. Особенности самопереключения ОРСВ ортогональных поляризаций

Как уже отмечалось в разделах 1.3, 1.6, самопереключение ОРСВ ортогональных поляризаций обладает спецификой, связанной с наличием дополнительного члена в уравнениях (1.6.4). Рассмотрим особенности этого переключения уместно именно в этом разделе, так как для эффективного самопереключения этих волн необходимо наличие их обеих на входе (рис. 5е с ТЕ- и ТМ-поляризациями на входе).

Перейдем в (1.6.4) к системе координат, оси которой повернуты относительно осей x, y на угол φ

$$\kappa = \kappa_n \cos \varphi - \eta_n \sin \varphi, \quad \eta = \kappa_n \sin \varphi + \eta_n \cos \varphi, \quad (3.11.1)$$

и выберем угол φ таким, что $\sin \varphi = K/\gamma$, $\cos \varphi = \alpha/\gamma$ [71], где $\gamma \equiv (\alpha^2 + K^2)^{1/2}$. Учтем также соотношение (1.3.10) между нелинейными коэффициентами: $\theta_x = \theta_y = \theta$, $\theta_{xy} = \theta_{yx} = 2\theta/3$, $\bar{\theta} = \theta/3$, которое сохраняется при пово-

роте. Уравнения (1.6.4) в переменных κ_n, η_n примут более простой вид [71]

$$\begin{cases} \kappa'_n = (I_n \eta_n) \sqrt{1 - \kappa_n^2 - \eta_n^2}, \\ \eta'_n = -(I_n \kappa_n + \gamma) \sqrt{1 - \kappa_n^2 - \eta_n^2}, \end{cases} \quad (3.11.2)$$

где $I_n = \theta I/3$. И их аналитическое решение нетрудно найти.

Возвращаясь к "старым" переменным, получаем решение [71]

$$\begin{aligned} \kappa_l &= \kappa_0 - \frac{\alpha}{\gamma} \frac{2\rho}{I_n} r^2 [\text{sn}^2(S, r) - \text{sn}^2(s_0, r)] + \\ &+ \frac{K}{\gamma} \frac{2\rho}{I_n} r [\text{sn}(S, r) \text{dn}(S, r) - \text{sn}(s_0, r) \text{dn}(s_0, r)], \\ \eta_l &= \eta_0 - \frac{K}{\gamma} \frac{2\rho}{I_n} r^2 [\text{sn}^2(S, r) - \text{sn}^2(s_0, r)] - \\ &- \frac{\alpha}{\gamma} \frac{2\rho}{I_n} r [\text{sn}(S, r) \text{dn}(S, r) - \text{sn}(s_0, r) \text{dn}(s_0, r)], \end{aligned} \quad (3.11.3)$$

где $S = s + F(\mu_0, r) \equiv s + s_0, s = \sqrt{\rho/\gamma} L, L = 2\pi l/\lambda\beta$,

$$\begin{aligned} \mu_0 &= \arcsin \left[\frac{2(K\kappa_0 - \alpha\eta_0)}{I_n \sqrt{(1-u_b)(u_a-u_0)}} \right], \\ u_a &= I_n^{-2}(\gamma + \rho)^2, \quad u_b = I_n^{-2}(\gamma - \rho)^2, \\ u_0 &= \kappa_0^2 + \eta_0^2, \quad \kappa_0 = \kappa(z=0), \quad \eta_0 = \eta(z=0), \\ \rho^2 &= (I_n \kappa_0 + \alpha)^2 + (I_n \eta_0 + K)^2 = \gamma^2 + I_n \Gamma = \\ &= \gamma^2 + 2I_n(K \cos \psi_0 \sqrt{1 - \kappa_0^2 + \alpha\kappa_0}) + \\ &+ I_n^2(\cos^2 \psi_0 + \kappa_0^2 \sin^2 \psi_0), \end{aligned}$$

$\Gamma = 2K\eta_0 + 2\alpha\kappa_0 + I_n u_0$ — интеграл уравнений (1.6.4),

$$r^2 = \frac{I_n^2 - (\gamma - \rho)^2}{4\rho\gamma} = 1 - r_1^2, \quad r_1^2 = \frac{(\gamma + \rho)^2 - I_n^2}{4\rho\gamma}. \quad (3.11.4)$$

Самопереклечение ОРСВ имеет место вблизи средней точки самопереклечения M , определяемой из условия (3.3.4): $r = 1$ или $r_1 = 0$, т.е. в данном случае из соотношения [71]

$$\gamma + \rho = |I_n|, \quad (3.11.5)$$

из которого получаем уравнение для определения κ_0 в точке M

$$\begin{aligned} R \sin^2 \psi_0 (1 + \kappa_0) &= \frac{K}{\gamma} \sqrt{(1 - \kappa_0)} \text{sign } \theta \cos \psi_0 + \\ &+ \frac{\alpha}{\gamma} \kappa_0 \text{sign } \theta + 1, \end{aligned} \quad (3.11.6)$$

где $R \equiv |\theta| I_{y0}/3\gamma \equiv 4R_y/3$.

Поведение решения (3.11.3) определяется двумя ключевыми членами, для которых в области самопереклю-

чения справедливы аппроксимации (см. Приложение II)

$$\text{sn}(S, r) \text{dn}(S, r) \approx \frac{2U(1 - U^2)}{(1 + U^2)^2}, \quad (3.11.7a)$$

$$\text{sn}^2(S, r) \approx \left(\frac{1 - U^2}{1 + U^2} \right)^2, \quad (3.11.7б)$$

где $U = r_1^2 \exp S/16$.

Рассмотрим два важных предельных случая самопереклечения.

1) $K \gg |\alpha|$. В решении (3.11.3) доминирует член (3.11.7a), который достигает экстремальных значений $\pm 0,5$ при $U = \pm(1 \pm \sqrt{2})$. Если $U = U_y = \sqrt{2} - 1$, то $\text{sn}(S, r) \text{dn}(S, r) = 0,5$ и

$$T_x = T_{x,\min} = \frac{\gamma}{2} |I_n|^{-1} = \frac{3}{8(R_x + R_y)}. \quad (3.11.8a)$$

Если $U = U_x = -(\sqrt{2} - 1)$, то $\text{sn}(S, r) \text{dn}(S, r) = -0,5$ и

$$T_x = T_{x,\max} = 1 - \frac{\gamma}{2} |I_n|^{-1} = 1 - \frac{3}{8(R_x + R_y)}. \quad (3.11.8б)$$

Глубина переключения

$$(\Delta T)_{\max} = T_{x,\max} - T_{x,\min} = 1 - \frac{\gamma}{|I_n|} = 1 - \frac{3}{4(R_x + R_y)} \quad (3.11.8в)$$

увеличивается с ростом I_n , т.е. с ростом $R_x + R_y$. При $|I_n| \gg \gamma \approx K$, т.е. при $R_x + R_y \gg 3/4$, получаем $(\Delta T)_{\max} \approx 1$, т.е. при достаточно больших интенсивностях накачки самопереклечение становится почти полным.

Характерной особенностью данного переключения при $K \gg |\alpha|$ (по сравнению с описанным в разделе 3.6) является наличие еще двух дополнительных экстремумов: если $U = \tilde{U}_x = (\sqrt{2} + 1)$, то $\text{sn}(S, r) \text{dn}(S, r) = -0,5$ и $T_x = \max = T_{x,\max}$; если $U = \tilde{U}_y = -(\sqrt{2} + 1)$, то $\text{sn}(S, r) \text{dn}(S, r) = 0,5$ и $T_x = \min = T_{x,\min}$. Для $T_{x,\min}$, $T_{x,\max}$ и $(\Delta T)_{\max}$ получаются те же самые значения (3.11.8), что и при $U = U_{x,y}$, которые, однако, достигаются при больших отклонениях от средней точки переключения M . Итак, вблизи одной точки M существуют: две точки M_x ($U = U_x$) и \tilde{M}_x ($U = \tilde{U}_x$), где $T_x = T_{x,\max}$; и две точки M_y ($U = U_y$) и \tilde{M}_y ($U = \tilde{U}_y$), где $T_y = T_{y,\max}$ (рис. 15а).

Самопереклечение достигается при $|\kappa_0| \ll 1$ (т.е. при $R_x \approx R_y$) и $|\sin \psi_0| \ll 1$. Предполагая, что $|2R - 1| \gg |\kappa_0|$, $|\alpha|/K$, $|\psi_0|$, находим

$$r_1^2 = \frac{R^2}{(2R - 1)^2} \left[\left(\kappa_0 - \frac{\alpha}{K} \text{sign } \theta \right)^2 - \sin^2 \psi_0 (2R - 1) \right], \quad (3.11.9a)$$

$$U = \frac{\exp s}{4} \frac{R}{2R - 1} \left(\kappa_0 - \frac{\alpha}{K} \text{sign } \theta - \sin \psi_0 \sqrt{2R - 1} \right). \quad (3.11.9б)$$

С помощью (3.11.9б) и приведенных выше $U_x, \tilde{U}_x, U_y, \tilde{U}_y$ легко находят значения R_x , при которых T_x достигает экстремальных значений.

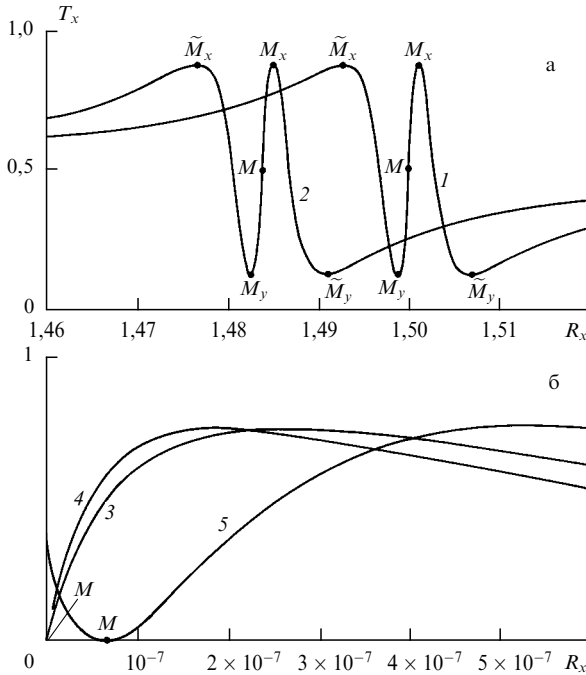


Рис. 15. $T_x \equiv I_{xl}/(I_{x0} + I_{y0})$ как функция $R_x \equiv I_{x0}|\theta|/4\gamma$ при: а) $R_x \approx R_y \equiv I_{y0}|\theta|/4\gamma = 1, 5$, $\alpha = 0$, $\psi_0 = \pi$ (1), $\psi_0 = \pi - 0,001$ (2); б) $R_x \ll R_y = 3$; $K/\alpha = 0$ (3, 4), 0,0005 (5); $\cot \psi_0 = 0$ (3, 5), $-1/\sqrt{R-1}$ (4). $L = 2\pi\gamma l/\lambda\beta = 1, 6\pi$, $\gamma \equiv \sqrt{\alpha^2 + K^2}$, $R = 4R_y/3$

Точка M определяется формулой

$$\kappa_{0M} = \frac{\alpha}{K} \operatorname{sign} \theta - \sin \psi_0 \sqrt{2R-1}. \quad (3.11.10)$$

При $\alpha = \sin \psi_0 = 0$ точка M достигается при $\kappa_{0M} = 0$, т.е. при $R_x = R_y$, а значение накачки R_y может быть любым, но большим, чем $3/4$ (т.е. $R > 0, 5$, а $I_{y0} > 1, 5K/|\theta|$). При $\alpha \neq 0$ или $\sin \psi_0 \neq 0$ точка M сдвигается по шкале R_x в соответствии с (3.11.10) (рис. 15а). Если $\alpha/K = \sqrt{2R-1} \operatorname{sign} \theta \sin \psi_0$, то сдвиг, вызванный α , компенсирует сдвиг, вызванный $\sin \psi_0 \neq 0$, и точка M достигается при $R_x = R_y$.

Коэффициент усиления малого изменения интенсивности в точке M вычисляется по формуле [71]

$$\frac{\partial I_{xl}}{\partial I_{x0}} \approx \frac{\exp s}{4}, \quad (3.11.11)$$

где

$$s \approx L\sqrt{2R(1 + \xi_{0M}) - 1} \approx L\sqrt{\frac{|I_n|}{K} - 1} = L\sqrt{\frac{4(R_x + R_y)}{3} - 1},$$

$L = 2\pi Kl/\lambda\beta$, которая почти совпадает с формулой (3.6.3).

2) $|\alpha| \gg K$. В (3.11.3) доминирует член (3.11.7б), который достигает экстремальных значений 0 и 1 при $U^2 = 1$ и $U = 0$ соответственно. Самопереключение достигается при $R_x \ll R_y$. Предполагая, что $(R-1)^2 \gg K^2/\alpha^2$, R_x/R_y , $(K/|\alpha|)|\cos \psi_0|\sqrt{R_x/R_y}$, полу-

чаем

$$r_1^2 \approx -\frac{R_x}{R_y} \frac{R^2}{(R-1)^2} [\sin \psi_0 \sqrt{R-1} - (\cos \psi_0 + \Omega)] \times [\sin \psi_0 \sqrt{R-1} + (\cos \psi_0 + \Omega)], \quad (3.11.12a)$$

$$U^2 \approx \frac{R^2}{(R-1)^2} \frac{\exp(2s)}{16} \frac{R_x}{R_y} \times [\sin \psi_0 \sqrt{R-1} - (\cos \psi_0 + \Omega)]^2, \quad (3.11.12б)$$

где $\Omega = K/(2\alpha)\sqrt{R_y/R_x}$, $s \approx L\sqrt{R-1} = L\sqrt{4R_y/3-1}$, $L = 2\pi|\alpha|l/\lambda\beta$, $R_y = I_{y0}|\theta|/(4|\alpha|) = 3R/4$, $R_x = I_{x0}|\theta|/(4|\alpha|)$, $R = I_{y0}|\theta|/(3|\alpha|) = 4R_y/3$. Коэффициент усиления малого изменения интенсивности вблизи точки M оценивается по формуле

$$\frac{\partial T_x}{\partial R_x} \approx \frac{\partial I_{xl}}{R_y \partial I_{x0}} \approx \frac{\exp(2s)}{3(R-1)} (\sin \psi_0 \sqrt{R-1} - \cos \psi_0 - \Omega) \times (\sin \psi_0 \sqrt{R-1} - \cos \psi_0). \quad (3.11.13)$$

Точка M достигается при

$$R_x = R_{xM} \approx \frac{K^2}{4\alpha^2} \frac{R_y}{(\pm\sqrt{R-1} \sin \psi_0 - \cos \psi_0)^2} \quad (3.11.14)$$

и в ней имеем $T_x = \min = 0$, $U = 0$, $\partial T_x/\partial R_x = 0$. Таким образом, точка M совпадает с точкой M_y (аналог точки M_1 , см. раздел 3.3)! В этом состоит одна из особенностей рассматриваемого самопереключения.

Если $|\sin \psi_0 \sqrt{R-1} - \cos \psi_0| \ll |\Omega|$, то

$$\frac{\partial T_x}{\partial R_x} \approx \frac{\partial I_{xl}}{R_y \partial I_{x0}} \approx -\frac{K}{2\alpha(R-1)} \frac{\exp(2s)}{3} \sqrt{\frac{R_y}{R_x}}, \quad (3.11.15)$$

и имеем гигантское усиление (см. раздел 3.4): при $R_x \rightarrow 0$ получаем $\partial T_x/\partial R_x \rightarrow \infty$ (рис. 15б, кривая 5).

Если $|\sin \psi_0 \sqrt{R-1} - \cos \psi_0| \gg |\Omega|$, то

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_x}{\partial R_x} &\approx \frac{\exp(2s)}{3(R-1)} (\sin \psi_0 \sqrt{R-1} - \cos \psi_0)^2 = \\ &= \frac{(\sqrt{R-1} - \cot \psi_0)^2}{(R-1)(1 + \cot^2 \psi_0)} \frac{\exp(2s)}{3}, \end{aligned} \quad (3.11.16)$$

и имеем линейное усиление, причем при выборе оптимальной начальной фазы, которая определяется соотношением $\cot \psi_0 = -1/\sqrt{R-1}$, коэффициент усиления максимален и равен

$$\frac{\partial I_{xl}}{\partial I_{x0}} \approx R_y \frac{R}{R-1} \frac{\exp(2s)}{3} \quad (3.11.17)$$

(рис. 15б, линия 4). При этой же фазе достигается наилучшая линейность, так как влияние члена, пропорционального Ω , наименьшее.

При $\cos \psi_0 = 0$ формула (3.11.16) переходит [71] в

$$\frac{\partial I_{xl}}{\partial I_{x0}} \approx R_y \frac{\exp(2s)}{3} \quad (3.11.18)$$

(рис. 15б, линия 3). При $K = 0$ формулы (3.11.16)–(3.11.18) дают наилучшее приближение, и согласно (3.11.14) точка

M достигается при $I_{x0} = R_x = 0$ (бесконечно малом сигнале) даже при $\cos \psi_0 \neq 0$. В точке M $\kappa_{0M} = -\text{sign } \theta \text{ sign } \alpha$, $\eta_{0M} = 0$.

Самопереключение происходит при любой, но достаточно большой накачке, такой, что $R > 1$, т.е. $R_y > 3/4$ или $I_{y0} > 3|\alpha/\theta|$, причем если $K = 0$, то с ростом накачки точка M по-прежнему достигается при $I_{x0} = R_x = 0$.

Экстремальные значения T_x и глубина переключения $(\Delta T)_{\max}$ определяются формулами

$$T_{x,\min} = 0, \quad (\Delta T)_{\max} = T_{x,\max} = 1 - \frac{\gamma}{|I_n|} = 1 - \frac{3}{4R_y}. \quad (3.11.19)$$

С ростом R_y глубина переключения растет. При $R_y \gg 3/4$, т.е. при $|I_n| \gg \gamma \approx |\alpha|$ имеем $(\Delta T)_{\max} \approx 1$: при достаточно больших интенсивностях накачки самопереключение становится почти полным.

Формула (3.11.16) дает гораздо больший коэффициент усиления, чем (3.11.11). Он становится чрезвычайно большим даже при относительно небольших L . Например, при $L = \pi$, $R_y = 5$ и $\psi_0 = \pi/2$ имеем $\partial I_{x1}/\partial I_{x0} \approx 10^6 R_y$ и $(\Delta T)_{\max} \approx 0,85$; при $L = 1,6\pi$, $R_y = 3$ получаем $\partial I_{x1}/\partial I_{x0} \approx 12 \cdot 10^6 R_y \approx 36 \cdot 10^6$ и $(\Delta T)_{\max} \approx 0,75$. Эти данные хорошо согласуются с результатами численного решения исходных уравнений (1.3.7) (рис. 15б, кривая 3).

Одной из наиболее интересных особенностей этого самопереключения является то, что оно происходит даже при $K = 0$, причем в этом случае достигается наилучшая линейность усиления! Кстати, результаты работы [71] и изложенные выше опровергают предположение [83] о том, что при $|\alpha| \gg K$ в уравнениях (1.3.7) можно пренебречь членом с θ . Напротив, он играет в этом случае ключевую, причем позитивную роль.

Парадоксальность этой ситуации состоит в том, что в линейном режиме при выбранных параметрах нет связи между волнами и перекачки энергии между ними (см. рис. 1). Связь же — чисто нелинейная — появляется только в нелинейном режиме. Поэтому и переключение в этом режиме очень напоминает переключение с частоты на частоту, описанное в [50, 52, 53].

Этот режим наиболее интересен для практического создания оптических транзисторов, логических элементов и переключателей по следующим причинам. Во-первых, при $K = 0$ средняя точка самопереключения M устойчива и к изменению ψ_0 , и к изменению интенсивности накачки. Иными словами, при изменении начальной разности фаз накачки и сигнала или при изменении интенсивности накачки максимум усиления сигнала по-прежнему достигается при бесконечно малом сигнале, варьируется лишь коэффициент усиления сигнала. Во-вторых, достигается чрезвычайно большой коэффициент усиления сигнала. Этот режим интересен также для создания оптических затворов в лазерах и ограничителей импульсов.

Приведем два конкретных примера возможной реализации рассмотренного самопереключения.

Пример 1. Накачка с длиной волны $\lambda = 0,51$ мкм от аргонового лазера, поляризованная вдоль вертикальной оси y , вводится в волоконный световод на основе плавного кварца с двулучепреломлением $\Delta n \sim 5 \cdot 10^{-8}$, нелинейным коэффициентом $\theta \sim 10^{-12}$ СГСЭ и площадью поперечного сечения примерно $5 \cdot 10^{-8}$ см². Допу-

стим, выбрана такая ориентация световода, при которой $K = 0$, а $\alpha = \Delta n$ (оптическая ось в сечении световода совпадает с осью y или перпендикулярна ей). Тогда пороговая интенсивность накачки (определяемая из условия $R > 1$) составляет $3(\text{см}/2\pi)(\Delta n/|\theta|) \sim 10^8$ Вт см⁻², а пороговая мощность соответственно ~ 5 Вт. Пусть длина световода составляет 12 м ($L \approx 1,6\pi$), а вводимая мощность накачки — 10 Вт ($R = 2$). В тот же волновод подается слабый сигнал (той же длины волны), поляризованный вдоль горизонтальной оси x , и его мощность варьируется примерно на 0,1 мВт. Мощность на выходе в каждой поляризации должна меняться примерно на 1,2 Вт, т.е. дифференциальный коэффициент усиления ≈ 12000 .

Пример 2. Накачка с длиной волны $\lambda \approx 0,9$ мкм от полупроводникового лазера, поляризованная вдоль вертикальной оси y , вводится в волновод, светонесущая жила которого изготовлена из слоистой структуры типа GaAs-Ga_{0,3}Al_{0,7}As ($n \approx 3,5$), представляющей набор квантовых ям (MQW), с нелинейным коэффициентом $\theta \sim 10^{-4}$ СГСЭ и разностью показателей преломления двух ортогонально-поляризованных волн $\Delta n = 3 \cdot 10^{-4} = \alpha$. Площадь поперечного сечения жилы $\sim 10^{-7}$ см². Тогда пороговая интенсивность накачки составит $2 \cdot 10^4$ Вт см⁻², а пороговая мощность соответственно ≈ 2 мВт. Пусть длина волновода $\approx 1,5$ мм ($L \approx \pi$), а интенсивность накачки установлена на уровне $8 \cdot 10^4$ Вт см⁻² ($R = 4$), т.е. вводимая мощность накачки ≈ 8 мВт. Тогда при подаче в тот же волновод слабого сигнала (той же длины волны), поляризованного вдоль горизонтальной оси x , и его изменении на 0,01 мВт мощность на выходе в каждой поляризации будет меняться примерно на 0,53 мВт, т.е. дифференциальный коэффициент усиления ≈ 53000 .

Малый коэффициент связи ($K \ll |\alpha|$) приводит с одной стороны к нарушению линейности усиления, а с другой — к еще большему увеличению коэффициента усиления слабого сигнала, который даже при малых $L \approx \pi$ может достигать (согласно (3.11.15)) фантастически больших значений ($\sim 10^9$).

Другая интересная особенность состоит в том, что в области больших интенсивностей, где $I_n^{-2}(\gamma + \rho)^2 \ll 1$ с ростом I_{x0} биения выходной интенсивности могут происходить с нарастающей амплитудой. Физически это объясняется нелинейной связью, обусловленной членом с θ , которая (в отличие от случая ТСОВ) как бы увеличивается с ростом входных интенсивностей.

Особенности самопереключения ТЕ и ТМ волн связаны с тем, что, согласно данной во введении классификации, при $K \neq 0$ они относятся одновременно и к первой, и ко второй группе ОРСВ; при $K = 0$ они относятся только ко второй группе.

4. Переключение излучения в кубично-нелинейной системе с ОРСВ сигналом на другой частоте или другой поляризации

В разделах 2 и 3 показано, что в кубично-нелинейной системе с одночастотными ОРСВ может иметь место эффект самопереключения излучения. Возникает вопрос: можно ли осуществить резкий переброс мощного излучения (заданной частоты) на выходе нелинейной системы с ОРСВ из одной волны в другую малым изменением мощности слабого излучения дру-

гой частоты, поступающего в эту систему в виде одной из волн. Результаты теоретического исследования [40], изложенные в данном разделе, дают положительный ответ на этот вопрос. Это открывает возможность трансформировать с большим усилением модуляцию излучения от маломощного лазера в модуляцию сильного излучения от мощного лазера, работающего на другой частоте.

4.1. Уравнения для амплитуд волн

Исходим из уравнения (1.1). Поле на данной частоте является суммой полей на двух различных частотах ω и ν и в стационарном режиме может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_\omega(x, y, z) \exp(i\omega t) + \mathbf{E}_\omega^*(x, y, z) \exp(-i\omega t) + \mathbf{E}_\nu(x, y, z) \exp(i\nu t) + \mathbf{E}_\nu^*(x, y, z) \exp(-i\nu t). \quad (4.1.1)$$

В стационарном режиме уравнения для полей на частотах ω и ν имеют вид [3–14]

$$\Delta \mathbf{E}_\omega + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \mathbf{E}_\omega = -\frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{P}_{nl, \omega}, \quad \Delta \mathbf{E}_\nu + \frac{\nu^2}{c^2} \hat{\epsilon} \mathbf{E}_\nu = -\frac{\nu^2}{c^2} \mathbf{P}_{nl, \nu} \quad (4.1.2)$$

с нелинейной поляризацией

$$\mathbf{P}_{nl, \omega} = \hat{\theta} : (\mathbf{E}_\omega^* \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega + \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega^* \mathbf{E}_\omega + \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega^* + \mathbf{E}_\omega^* \mathbf{E}_\nu \mathbf{E}_\omega + \mathbf{E}_\nu \mathbf{E}_\omega^* \mathbf{E}_\omega + \mathbf{E}_\nu \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega^* + \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\nu^* \mathbf{E}_\nu + \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\nu \mathbf{E}_\nu^* + \mathbf{E}_\nu^* \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\nu) \quad (4.1.3)$$

($\mathbf{P}_{nl, \nu}$ получается из $\mathbf{P}_{nl, \omega}$ заменой индексов $\omega \Rightarrow \nu, \nu \Rightarrow \omega$).

Поле на каждой частоте является, в свою очередь, суперпозицией двух связанных волн (нулевой $j = 0$ и первой $j = 1$)

$$\mathbf{E}_\omega(x, y, z) = \sum_j \mathbf{e}_{\omega j} A_{\omega j}(z) E_{\omega j}(x, y) \exp\left(\frac{\omega}{c} z i \beta_{\omega j}\right), \\ \mathbf{E}_\nu(x, y, z) = \sum_j \mathbf{e}_{\nu j} A_{\nu j}(z) E_{\nu j}(x, y) \exp\left(\frac{\nu}{c} z i \beta_{\nu j}\right), \quad (4.1.4)$$

где $A_{\omega j}(z), A_{\nu j}(z)$ — медленноменяющиеся амплитуды волн, $\mathbf{e}_{\omega, \nu, j}$ — орты поляризации этих волн, $E_{\omega, \nu, j}(x, y)$ — профили полей, $\beta_{\omega, \nu, j}$ — эффективные показатели преломления волн $j = 0, 1$.

Уравнения для амплитуд волн на частотах ω и ν в кубично-нелинейных ТСОВ выводятся аналогично (1.1.7) и имеют вид [40]

$$2i\beta_\omega \frac{c}{\omega} \frac{dA_{\omega 0}}{dz} + K_{01}^\omega A_{\omega 1} \exp\left(i\alpha_\omega \frac{\omega}{c} z\right) = \\ = -\theta_{\omega 0} |A_{\omega 0}|^2 A_{\omega 0} - 2\theta_{\omega \nu 0} |A_{\nu 0}|^2 A_{\omega 0}, \\ 2i\beta_\omega \frac{c}{\omega} \frac{dA_{\omega 1}}{dz} + K_{10}^\omega A_{\omega 0} \exp\left(-i\alpha_\omega \frac{\omega}{c} z\right) = \\ = -\theta_{\omega 1} |A_{\omega 1}|^2 A_{\omega 1} - 2\theta_{\omega \nu 1} |A_{\nu 1}|^2 A_{\omega 1}, \\ 2i\beta_\nu \frac{c}{\nu} \frac{dA_{\nu 0}}{dz} + K_{01}^\nu A_{\nu 1} \exp\left(i\alpha_\nu \frac{\nu}{c} z\right) = \\ = -\theta_{\nu 0} |A_{\nu 0}|^2 A_{\nu 0} - 2\theta_{\nu \omega 0} |A_{\omega 0}|^2 A_{\nu 0},$$

$$2i\beta_\nu \frac{c}{\nu} \frac{dA_{\nu 1}}{dz} + K_{10}^\nu A_{\nu 0} \exp\left(-i\alpha_\nu \frac{\nu}{c} z\right) = \\ = -\theta_{\nu 1} |A_{\nu 1}|^2 A_{\nu 1} - 2\theta_{\nu \omega 1} |A_{\omega 1}|^2 A_{\nu 1}, \quad (4.1.5)$$

где $\alpha_\omega = \beta_{\omega 1} - \beta_{\omega 0}, \alpha_\nu = \beta_{\nu 1} - \beta_{\nu 0}, \beta = (\beta_{\omega 1} + \beta_{\omega 0} + \beta_{\nu 1} + \beta_{\nu 0})/4$. Коэффициент связи на частоте ω имеет вид [3–8]

$$K_{01}^\omega = \frac{(\mathbf{e}_{\omega 0} \mathbf{e}_{\omega 1}) \int \int (n_{\omega 0}^2 - n_{\omega 1}^2) E_{\omega 1}(x, y) E_{\omega 0}^*(x, y) dx dy}{\int \int |E_{\omega 0}(x, y)|^2 dx dy},$$

K_{10}^ω получается заменой индексов $0 \Rightarrow 1$ и $1 \Rightarrow 0$. K_{01}^ν и K_{10}^ν получаются из K_{01}^ω и K_{10}^ω заменой индексов $\omega \Rightarrow \nu, \nu \Rightarrow \omega$. Нелинейные коэффициенты волноводов равны

$$\theta_{\omega j} = \frac{3 \int \int \bar{\theta}_{\omega j} |E_{\omega j}(x, y)|^4 dx dy}{\int \int |E_{\omega j}|^2 dx dy}, \\ \theta_{\omega \nu j} = \frac{\int \int \bar{\theta}_{\omega \nu j} |E_{\omega j}|^2 |E_{\nu j}|^2 dx dy}{\int \int |E_{\omega j}|^2 dx dy}, \quad (4.1.6)$$

причем свертки тензора $\hat{\theta}$ имеют вид $\bar{\theta}_{\omega j} = \mathbf{e}_{\omega j} \hat{\theta} : \mathbf{e}_{\omega j} \mathbf{e}_{\omega j} \mathbf{e}_{\omega j}, \bar{\theta}_{\omega \nu j} = \mathbf{e}_{\omega j} \hat{\theta} : (\mathbf{e}_{\nu j} \mathbf{e}_{\omega j} \mathbf{e}_{\nu j} + \mathbf{e}_{\nu j} \mathbf{e}_{\nu j} \mathbf{e}_{\omega j} + \mathbf{e}_{\omega j} \mathbf{e}_{\nu j} \mathbf{e}_{\nu j})$; $\theta_{\nu j}, \theta_{\omega \nu j}, \theta_{\nu j}$ и $\theta_{\omega \nu j}$ получаются из этих формул заменой индексов $\omega \Rightarrow \nu, \nu \Rightarrow \omega$.

При одинаковой поляризации всех волн на входе $\bar{\theta}_{\omega \nu j} = \bar{\theta}_{\omega j} = 3\bar{\theta}_{\omega j} = 3\bar{\theta}_{\nu j}$.

Обычно анизотропией тензора $\hat{\theta}$ волноводов можно пренебречь. Тогда, используя 1.2 (Приложение I), получаем для свертки

$$\bar{\theta}_{\omega j} = \theta_{xxxx}^{(j)}(\omega) = \theta_{yyyy}^{(j)}(\omega) = \theta_{zzzz}^{(j)}(\omega), \\ \bar{\theta}_{\nu j} = \theta_{xxxx}^{(j)}(\nu) = \theta_{yyyy}^{(j)}(\nu) = \theta_{zzzz}^{(j)}(\nu), \\ \bar{\theta}_{\omega \nu j} = \bar{\theta}_{\omega \nu j} = \theta_{xxxx}^{(j)}(\omega, \nu)(1 + 2 \cos^2 \vartheta_{\omega j, \nu j}), \\ \theta_{kkkk}^{(j)}(\omega, \nu) = \theta_{mmmm}^{(j)}(\omega, \nu), \quad (4.1.7)$$

где $\vartheta_{\omega j, \nu j}$ — углы между ортами $\mathbf{e}_{\omega j}$ и $\mathbf{e}_{\nu j}$, индексы k, m принимают значения x, y, z .

Из (4.1.7) видно, что влияние сигнала максимально, когда векторы полей сигнала и накачки коллинеарны: $\cos^2 \vartheta_{\omega j, \nu j} = 1$, и минимально, когда они ортогональны: $\cos^2 \vartheta_{\omega j, \nu j} = 0$.

Так как волноводы — одномодовые на обеих частотах, то профили полей $E_{\omega j}(x, y)$ и $E_{\nu j}(x, y)$ имеют одну и ту же колоколообразную форму, но отличаются степенью размытости. Для большей частоты профиль менее размыт и концентрация энергии выше. Однако, если длины волн не сильно различаются, например, $\lambda_\nu = 1,06$ мкм и $\lambda_\omega = 1,15$ мкм, то эти различия в концентрации энергии не велики. Например, для волоконного световода на основе плавленого кварца с радиусом жилы $a = 1,97$ мкм и разностью показателей преломления жилы и оболочки $n_{\omega j} - n_{\omega} = 0,01$ параметр $V_{\omega j} = 2\pi a(n_{\omega j}^2 - n_{\omega}^2)^{1/2}/\lambda_\omega$, определяющий долю энергии, сконцентрированной в жиле, составляет для $\lambda_\nu = 1,06$ мкм и $\lambda_\omega = 1,15$ мкм соответственно $V_{\nu j} = 2$ и $V_{\omega j} = 1,84$. Поэтому, согласно [124], концентрации энергии в жиле составляют 74 % и 70 %, т.е. отличаются незначительно и различием интегралов перекрытия в (4.1.6) для несильно различающихся длин волн можно пренебречь. Кубичные восприимчивости материалов

волноводов для близких длин волн также близки по величине. Поэтому для излучений с несильно отличающимися длинами волн в идентичных ТСОВ можно считать, что в (4.1.5)

$$\theta_{\omega v j} \approx \theta_{\omega j} \frac{1 + 2 \cos^2 \vartheta_{\omega j, v j}}{3}, \quad \theta_{v \omega j} \approx \theta_{v j} \frac{1 + 2 \cos^2 \vartheta_{\omega j, v j}}{3}, \quad (4.1.8)$$

причем $\theta_{\omega j} \approx \theta_{v j}$.

Если к тому же поляризации волн одинаковы, то

$$\theta_{\omega 0} \approx \theta_{\omega 1} \approx \theta_{v 1} \approx \theta_{v 0} \approx \theta_{v \omega 0} \approx \theta_{\omega v 0} \approx \theta_{\omega v 1} \approx \theta_{v \omega 1} = \theta. \quad (4.1.9)$$

Различие между нелинейными коэффициентами не меняет характер зависимости выходных интенсивностей волн и разности фаз между ними от входной интенсивности сигнальной волны [40].

Для произвольной кубично-нелинейной системы с ОРСВ уравнения для амплитуд волн на частотах ω и v можно записать в виде

$$\begin{aligned} 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{d\tilde{A}_{\omega 0}}{dz} + K_{01}^{\omega} \tilde{A}_{\omega 1} \exp\left(i\tilde{\alpha}_{\omega} \frac{\omega}{c} z\right) = \\ = -\theta_{\omega 00} |\tilde{A}_{\omega 0}|^2 \tilde{A}_{\omega 0} - 2\theta_{\omega v 00} |\tilde{A}_{v 0}|^2 \tilde{A}_{\omega 0} - \\ - \theta_{\omega 01} |\tilde{A}_{\omega 1}|^2 \tilde{A}_{\omega 0} - 2\theta_{\omega v 01} |\tilde{A}_{v 1}|^2 \tilde{A}_{\omega 0}, \\ 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{d\tilde{A}_{\omega 1}}{dz} + K_{10}^{\omega} \tilde{A}_{\omega 0} \exp\left(-i\tilde{\alpha}_{\omega} \frac{\omega}{c} z\right) = \\ = -\theta_{\omega 11} |\tilde{A}_{\omega 1}|^2 \tilde{A}_{\omega 1} - 2\theta_{\omega v 11} |\tilde{A}_{v 1}|^2 \tilde{A}_{\omega 1} - \\ - \theta_{\omega 10} |\tilde{A}_{\omega 0}|^2 \tilde{A}_{\omega 1} - 2\theta_{\omega v 10} |\tilde{A}_{v 0}|^2 \tilde{A}_{\omega 1}, \\ 2i\beta \frac{c}{v} \frac{d\tilde{A}_{v 0}}{dz} + K_{01}^v \tilde{A}_{v 1} \exp\left(i\tilde{\alpha}_v \frac{v}{c} z\right) = \\ = -\theta_{v 00} |\tilde{A}_{v 0}|^2 \tilde{A}_{v 0} - 2\theta_{v \omega 00} |\tilde{A}_{\omega 0}|^2 \tilde{A}_{v 0} - \\ - \theta_{v 01} |\tilde{A}_{v 1}|^2 \tilde{A}_{v 0} - 2\theta_{v \omega 01} |\tilde{A}_{\omega 1}|^2 \tilde{A}_{v 0}, \\ 2i\beta \frac{c}{v} \frac{d\tilde{A}_{v 1}}{dz} + K_{10}^v \tilde{A}_{v 0} \exp\left(-i\tilde{\alpha}_v \frac{v}{c} z\right) = \\ = -\theta_{v 11} |\tilde{A}_{v 1}|^2 \tilde{A}_{v 1} - 2\theta_{v \omega 11} |\tilde{A}_{\omega 1}|^2 \tilde{A}_{v 1} - \\ - \theta_{v 10} |\tilde{A}_{v 0}|^2 \tilde{A}_{v 1} - 2\theta_{v \omega 10} |\tilde{A}_{\omega 0}|^2 \tilde{A}_{v 1}. \end{aligned} \quad (4.1.10)$$

Система (4.1.10), по-видимому, публикуется впервые. С помощью простых замен

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{\omega 0} &= A_{\omega 0} \exp\left[i\left(\frac{\theta_{\omega 01} I_{\omega}}{2} + \theta_{\omega v 01} I_v\right) \frac{z\omega}{c\beta}\right], \\ \tilde{A}_{\omega 1} &= A_{\omega 1} \exp\left[i\left(\frac{\theta_{\omega 10} I_{\omega}}{2} + \theta_{\omega v 10} I_v\right) \frac{z\omega}{c\beta}\right], \\ \tilde{A}_{v 0} &= A_{v 0} \exp\left[i\left(\frac{\theta_{v 01} I_v}{2} + \theta_{v \omega 01} I_{\omega}\right) \frac{zv}{c\beta}\right], \\ \tilde{A}_{v 1} &= A_{v 1} \exp\left[i\left(\frac{\theta_{v 10} I_v}{2} + \theta_{v \omega 10} I_{\omega}\right) \frac{zv}{c\beta}\right], \end{aligned} \quad (4.1.11)$$

$$\theta_{\omega 0} = \theta_{\omega 00} - \theta_{\omega 01}, \quad \theta_{\omega v 0} = \theta_{\omega v 00} - \theta_{\omega v 01},$$

$$\theta_{\omega 1} = \theta_{\omega 11} - \theta_{\omega 10}, \quad \theta_{\omega v 1} = \theta_{\omega v 11} - \theta_{\omega v 10},$$

$$\tilde{\alpha}_{\omega} = \alpha_{\omega} + \frac{(\theta_{\omega 10} - \theta_{\omega 01}) I_{\omega} / 2 + (\theta_{\omega v 10} - \theta_{\omega v 01}) I_v}{\beta},$$

$$\tilde{\alpha}_v = \alpha_v + \frac{(\theta_{v 10} - \theta_{v 01}) I_v / 2 + (\theta_{v \omega 10} - \theta_{v \omega 01}) I_{\omega}}{\beta},$$

где $I_{\omega} = I_{\omega 0} + I_{\omega 1}$, $I_v = I_{v 0} + I_{v 1}$, уравнения (4.1.10) сводятся к уравнениям (4.1.5). Поэтому остановимся для определенности на анализе (4.1.5).

4.2. Интегралы уравнений

Введем модули $\rho_{\omega j}$, $\rho_{v j}$ и фазы $\varphi_{\omega j}$, $\varphi_{v j}$ амплитуд $A_{\omega j} = \rho_{\omega j} \exp(i\varphi_{\omega j})$, $A_{v j} = \rho_{v j} \exp(i\varphi_{v j})$ и величины $I_{\omega j} \equiv \rho_{\omega j}^2$, $I_{v j} \equiv \rho_{v j}^2$, пропорциональные интенсивностям волн. Начальные условия задаются на входе при $z = 0$:

$$\begin{aligned} I_{\omega j}(z = 0) &= I_{\omega j 0}, \quad I_{v j}(z = 0) = I_{v j 0}, \\ \varphi_{\omega j}(z = 0) &= \varphi_{\omega j 0}, \quad \varphi_{v j}(z = 0) = \varphi_{v j 0}. \end{aligned}$$

Нас интересуют интенсивности и фазы на выходе при $z = l$:

$$\begin{aligned} I_{\omega j}(z = l) &= I_{\omega j l}, \quad I_{v j}(z = l) = I_{v j l}, \\ \varphi_{\omega j}(z = l) &= \varphi_{\omega j l}, \quad \varphi_{v j}(z = l) = \varphi_{v j l}. \end{aligned}$$

Нетрудно убедиться, что при выполнении $K_{01}^{\omega} = K_{10}^{\omega} = K_{\omega}$, $K_{01}^v = K_{10}^v = K_v$, энергия волн на каждой частоте сохраняется вдоль продольной координаты z и в нелинейном случае ($\theta \neq 0$)

$$I_{\omega 0} + I_{\omega 1} = I_{\omega} = \text{const}, \quad I_{v 0} + I_{v 1} = I_v = \text{const} \quad (4.2.1)$$

и можно ввести коэффициент передачи мощности каждой волной: $T_{\omega j} = I_{\omega j l} / I_{\omega}$, $T_{v j} = I_{v j l} / I_v$.

Если $\theta_{v \omega 0} = \theta_{\omega v 0}$ и $\theta_{v \omega 1} = \theta_{\omega v 1}$, то помимо (4.2.1) удастся выписать еще один интеграл системы (4.1.5)

$$\begin{aligned} G_{\omega v} &= K_{\omega} \sqrt{I_{\omega 0} I_{\omega 1}} \cos \psi_{\omega} + K_v \sqrt{I_{v 0} I_{v 1}} \cos \psi_v - \\ &- \alpha_{\omega} \beta_{\omega 0} I_{\omega 0} - \alpha_v \beta_{v 0} I_{v 0} + \frac{\theta_{\omega 0} I_{\omega 0}^2}{4} + \frac{\theta_{v 0} I_{v 0}^2}{4} + \frac{\theta_{\omega 1} I_{\omega 1}^2}{4} + \\ &+ \frac{\theta_{v 1} I_{v 1}^2}{4} + \theta_{v \omega 0} I_{\omega 0} I_{v 0} + \theta_{v \omega 1} I_{\omega 1} I_{v 1}, \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

где $\psi_{\omega} = \alpha_{\omega} z \omega / c + \varphi_{\omega 1} - \varphi_{\omega 0}$, $\psi_v = \alpha_v z v / c + \varphi_{v 1} - \varphi_{v 0}$.

Можно нормировать систему (4.1.5), введя безразмерные переменные [40]. Например, считая, что выполнено (4.1.9), введем переменные $R_{v j} = |\theta| I_{v j 0} / (4 K_v)$, $L_v = K_v l v / c \beta$.

4.3. Численный анализ уравнений

Численный анализ уравнений (4.1.5) показал [40], что если для накачки выполнено условие самопереключения (3.3.1)–(3.3.3), то накачку на выходе можно переключать малым изменением интенсивности слабого сигнала, даже если частота сигнала отличается от частоты накачки. Такое переключение накачки сопровождается автосинхронизацией нулевой и первой волн накачки в точке M , а также переключением сигнала и автосинхронизацией волн сигнала. Исследованы [40] закономерности этих взаимосвязанных процессов, и некоторые результаты представлены на рис. 16. Если сигнал и накачка подаются в виде одной из волн (в один из волноводов в случае ТСОВ (рис. 5а)), то для переключения интенсив-

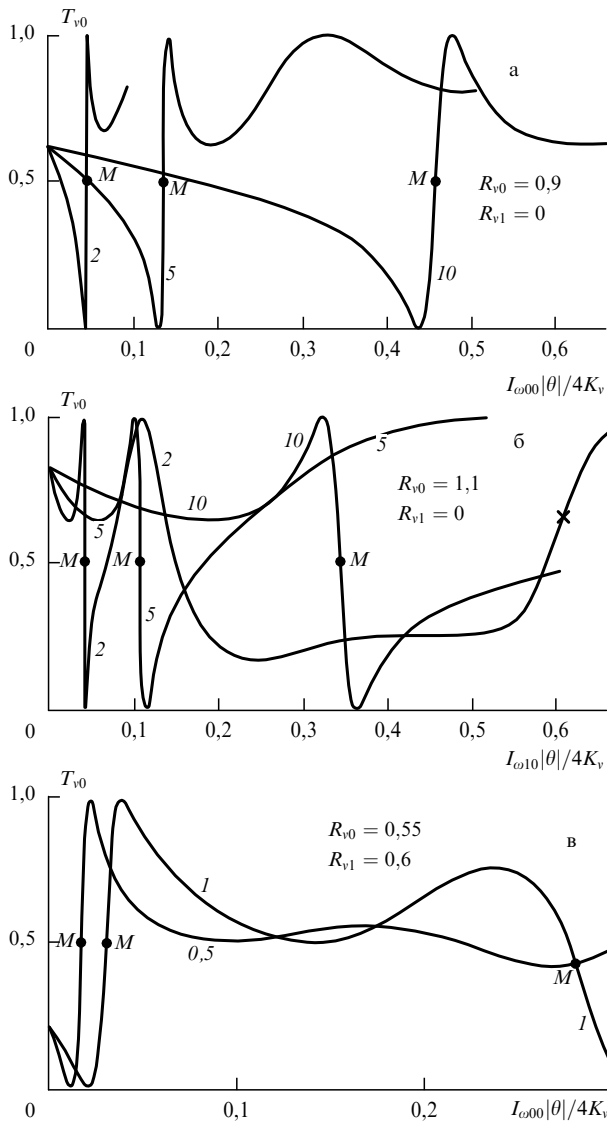


Рис. 16. Зависимость коэффициента передачи мощности накачки нулевой волной $T_{v0} \equiv I_{v0}/(I_{v0} + I_{v1})$ от нормированной интенсивности управляющего сигнала $I_{\omega 0}|\theta|/4K_v$; указано отношение K_{ω}/K_v ; $L_v = 2, 5\pi$ (а, б); $L_v = 1, 6\pi$ (в); (а) $R_{v0} = 0,9$, $R_{v1} = 0$; (б) $R_{v0} = 1,1$, $R_{v1} = 0$; (в) $R_{v0} = 0,55$, $R_{v1} = 0,6$; $\lambda_{\omega}/\lambda_v = 1,15/1,06$ (а, б); $0,85/1,06$ (в, 0,5); 1 (в, 1). Выполнено (4.1.9). $\alpha_{\omega} = \alpha_v = 0$. В точках M $\cos(\varphi_{v1l} - \varphi_{v0l}) = 1$. Вблизи точек M $|\partial I_{v0}/\partial I_{\omega 0}| = \max$

ность накачки должна быть чуть меньше критической (рис. 16а). Если же сигнал и накачку подают на вход в виде разных волн (в разные волноводы в случае ТСОВ (рис. 5г)), то для переключения интенсивность накачки должна быть чуть выше критической (рис. 16б).

Амплитуда ΔI_{v0l} изменения мощности I_{v0l} накачки на выходе в десятки, сотни и тысячи раз превышает амплитуду изменения мощности $\Delta I_{\omega 00}$ управляющего сигнала на входе. Таким образом, возникает транзисторный эффект. Для грубой оценки коэффициента усиления оптического транзистора в средней точке переключения можно воспользоваться формулой (2.1.21), в которую, однако, следует включить коэффициент порядка 0,1–1,5, значения которого при различных параметрах K_{ω}/K_v , R_{v0} , R_{v1} приведены в [40]. Там же даны примеры возможной реализации разночастотного переключения и оценки интенсивностей сигнала и накачки при подаче в волокон-

ный световод в качестве накачки излучения одномодового ИАГ: Nd лазера ($\lambda = 1,06$ мкм), а в качестве сигнала — излучения He-Ne лазера ($\lambda = 1,15$ мкм).

Эффективность переключения (коэффициент усиления) увеличивается с уменьшением коэффициента связи сигнала, точнее — с уменьшением отношения K_{ω}/K_v (см. рис. 16) [40, 65], а значит, с уменьшением $\lambda_{\omega}/\lambda_v = v/\omega$.

При подаче сигнала и накачки на входы разных волноводов (рис. 16в, $K_{\omega}/K_v = 1$) может иметь место двойное переключение накачки. Второе переключение происходит при больших сигналах и его крутизна существенно меньше крутизны первого [65]. Отметим, что отложенная по оси абсцисс интенсивность сигнала нормирована в данном обзоре на критическую интенсивность накачки, а в [40] — на критическую интенсивность сигнала.

В разделах 2 и 3 мы определяли среднюю точку самопереключения M условием (3.3.2): $r = 1$. Может возникнуть вопрос: как определить среднюю точку M в данной ситуации, когда решение и выражение для r неизвестны? Мы определяем ее двумя условиями: 1 — это точка, вблизи которой достигается максимум крутизны (дифференциального коэффициента усиления): $\partial I_{v0l}/\partial I_{\omega 00} = \max$; 2 — в этой точке происходит синхронизация волн накачки: $\cos \psi_v = 1$. Такое определение является более общим, чем из условия $r = 1$, хотя и эквивалентно ему.

4.4. Об устранении влияния фазы сигнала на его усиление в ТСОВ

В разделах 2, 3 и [36, 54] показано, что если сигнал и накачка когерентны, то выходные интенсивности волн и коэффициент усиления сигнала могут сильно зависеть от разности фаз сигнала и накачки на входе. В разделе 2.5 обсуждались положительные и отрицательные аспекты этого влияния.

Как показано в разделе 2.5 и [66] в ряде случаев встает задача устранения паразитного влияния входной фазы сигнала на характеристики переключателя и оптического транзистора на основе ТСОВ. Эту задачу можно решать разными способами [66].

Во-первых, тривиально, сделав сигнал не когерентным накачке. Однако этот способ не всегда оптимален, так как требует установления достаточно большой разности хода сигнала и накачки (большой длины когерентности излучения), что увеличит время задержки и влияние различных паразитных факторов (деформаций волновода, потерь, шумов и т.д.) (см. также раздел 5.2).

Во-вторых, ее можно решить, подавая накачку на одной несущей частоте, а сигнал — на другой [40]. Этот способ рассмотрен выше в разделах 4.1–4.3.

Третий способ решения этой задачи заключается в подаче накачки и сигнала с *различной циркулярной поляризацией* (при этом предполагается изотропность ТСОВ в поперечном сечении, а сигнал и накачка могут иметь одну и ту же частоту). Тогда уравнения для амплитуд волн сигнала и накачки имеют вид [66]

$$\begin{aligned} i\beta \frac{\lambda_p}{\pi} \frac{dA_{0p}}{dz} + K_p \exp\left(\frac{i\alpha_p z 2\pi}{\lambda_p}\right) A_{1p} &= \\ &= -\theta_{0p}(|A_{0p}|^2 + 2|A_{0s}|^2)A_{0p}, \\ i\beta \frac{\lambda_p}{\pi} \frac{dA_{1p}}{dz} + K_p \exp\left(-\frac{i\alpha_p z 2\pi}{\lambda_p}\right) A_{0p} &= \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -\theta_{1p}(|A_{1p}|^2 + 2|A_{1s}|^2)A_{1p}, \\
i\beta \frac{\lambda_s}{\pi} \frac{dA_{0s}}{dz} + K_s \exp\left(\frac{i\alpha_s z 2\pi}{\lambda_s}\right) A_{1s} &= \\
&= -\theta_{0s}(|A_{0s}|^2 + 2|A_{0p}|^2)A_{0s}, \\
i\beta \frac{\lambda_s}{\pi} \frac{dA_{1s}}{dz} + K_s \exp\left(-\frac{i\alpha_s z 2\pi}{\lambda_s}\right) A_{0s} &= \\
&= -\theta_{1s}(|A_{1s}|^2 + 2|A_{1p}|^2)A_{1s}, \quad (4.4.1)
\end{aligned}$$

где при одинаковых частотах (но разных циркулярных поляризациях) сигнала и накачки имеем $\lambda_s = \lambda_p = \lambda$, $K_s = K_p = K$, $\theta_{0p} = \theta_{0s} = \theta_0$, $\theta_{1p} = \theta_{1s} = \theta_1$, $\alpha_s = \alpha_p = \alpha$, а для идентичных ТСОВ $\alpha_s = \alpha_p = 0$, $\theta_{0p} = \theta_{1p} = \theta_p$, $\theta_{0s} = \theta_{1s} = \theta_s$.

Таким образом, уравнения (4.4.1) имеют тот же вид, что и уравнения (4.1.5) и те же интегралы (4.2.2) с учетом переобозначений. Результаты решения (4.4.1) для одинаковых частот сигнала и накачки и идентичных ТСОВ подробно представлены в [66] и качественно не отличаются от приведенных на рис. 16.

Существует еще один способ устранить влияние входной разности фаз на выходные мощности переключателя и оптического транзистора на основе ТСОВ — сделать так, чтобы поляризации сигнала и накачки были ортогональны друг другу. При этом параметры волноводов должны удовлетворять специальным условиям [66], указанным ниже. Уравнения для амплитуд ортогонально поляризованных сигнала и накачки имеют вид [66]

$$\begin{aligned}
i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{dA_{0p}}{dz} + K_p \exp\left(\frac{i\alpha_p z 2\pi}{\lambda}\right) A_{1p} &= \\
&= -(\theta_{0p}|A_{0p}|^2 + \theta_{0ps}|A_{0s}|^2)A_{0p} - \\
&\quad - \tilde{\theta}_{0ps}A_{0s}^2 A_{0p}^* \exp\left(\frac{i2\alpha_{sp0} z 2\pi}{\lambda}\right), \\
i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{dA_{1p}}{dz} + K_p \exp\left(-\frac{i\alpha_p z 2\pi}{\lambda}\right) A_{0p} &= \\
&= -(\theta_{1p}|A_{1p}|^2 + \theta_{1ps}|A_{1s}|^2)A_{1p} - \\
&\quad - \tilde{\theta}_{1ps}A_{1s}^2 A_{1p}^* \exp\left(\frac{i2\alpha_{sp1} z 2\pi}{\lambda}\right), \\
i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{dA_{0s}}{dz} + K_s \exp\left(\frac{i\alpha_s z 2\pi}{\lambda}\right) A_{1s} &= \\
&= -(\theta_{0s}|A_{0s}|^2 + \theta_{0sp}|A_{0p}|^2)A_{0s} - \\
&\quad - \tilde{\theta}_{0sp}A_{0p}^2 A_{0s}^* \exp\left(-\frac{i2\alpha_{sp0} z 2\pi}{\lambda}\right), \\
i\beta \frac{\lambda}{\pi} \frac{dA_{1s}}{dz} + K_s \exp\left(-\frac{i\alpha_s z 2\pi}{\lambda}\right) A_{0s} &= \\
&= -(\theta_{1s}|A_{1s}|^2 + \theta_{1sp}|A_{1p}|^2)A_{1s} - \\
&\quad - \tilde{\theta}_{1sp}A_{1p}^2 A_{1s}^* \exp\left(-\frac{i2\alpha_{sp1} z 2\pi}{\lambda}\right), \quad (4.4.2)
\end{aligned}$$

где $\alpha_{spj} = \beta_{sj} - \beta_{pj}$, $\alpha_s = \beta_{s1} - \beta_{s0}$, $\alpha_p = \beta_{p1} - \beta_{p0}$, $\beta = (\beta_{s0} + \beta_{s1} + \beta_{p0} + \beta_{p1})/4$, а между нелинейными коэф-

фициентами справедливы примерные соотношения: $\theta_{jp} \approx \theta$, $\theta_{jps} \approx 2\theta/3$, $\tilde{\theta}_{jsp} \approx \theta/3$ (см. (1.3.10)).

В этом случае в нелинейную часть уравнений, вообще говоря, входит еще один член, содержащий комплексно-сопряженную амплитуду. Его присутствие описывает зависимость выходных интенсивностей волн от входной разности фаз, даже при ортогонально поляризованных волнах сигнала и накачки в изотропных в поперечном сечении ТСОВ, когда линейный коэффициент связи волн сигнала и накачки равен нулю. Однако можно подобрать такие условия, при которых влияние этого члена пренебрежимо мало. Для этого нужно использовать анизотропные в поперечном сечении волноводы, имеющие эллиптическое распределение показателей преломления, причем орты поляризации волн накачки и сигнала должны быть взаимно перпендикулярны и направлены вдоль главных осей x и y . Анизотропия должна быть настолько большой, чтобы разность показателей преломления волн, поляризованных вдоль главных осей x и y (т.е. величина α_{spj}) была заметно больше, чем коэффициент линейной связи K между волноводами. Численный расчет показал [66], что указанным членом можно с уверенностью пренебречь, если $|\alpha_{spj}| \geq 5K$. В этом случае выходные интенсивности волн почти не зависят от входной разности фаз.

Уравнения (4.4.2) были также получены и исследованы в работе [87], в которой, однако, не обсуждалось влияние фазы сигнала на процесс переключения. В [87] на основе численных расчетов сделан вывод о возникновении хаоса в системе при больших L ($L \geq 6\pi$) и существенном влиянии члена с $\tilde{\theta}_{0sp}$. Аналогичный вывод о наличии хаоса в системе двух ТСОВ из изотропного нелинейного материала, когда вектор поляризации наклонен к геометрической оси ТСОВ, сделан в [88], где предполагались еще большие, чем в [87], значения L . К тому же в [88] рассматривался случай ввода в оба волновода близких по интенсивности волн накачки (интенсивность одной равна, а другой близка к четырем критическим), что, согласно (3.6.3) [36], дополнительно резко увеличивает коэффициент усиления и делает его фантастически большим.

Наличие хаоса выявлено [87, 88] на основе численных расчетов на ЭВМ. Однако при выбранных в [87, 88] значениях L достигаются столь большие коэффициенты усиления, оцениваемые формулами (2.1.21), (3.6.3), что компьютер мог "не уследить" за чрезвычайно резкими изменениями выходных интенсивностей, в результате чего, возможно, и возникла беспорядочная скачкообразность графиков выходных интенсивностей [87, 88]. Поэтому вывод [87, 88] о хаосе нуждается, на наш взгляд, в дополнительной проверке и физическом осмыслении.

5. Оптические мультивибраторы на основе ОРСВ

5.1. Оптические мультивибраторы, неустойчивые к набегу фазы в цепи обратной связи

Приведенные в разделах 2–4 результаты можно использовать для расчета и прогнозирования устройств с обратной связью на основе нелинейных систем с ОРСВ, т.е. устройств, в которых часть излучения с выхода системы подается на ее вход [51, 56, 62]. Рассмотрим

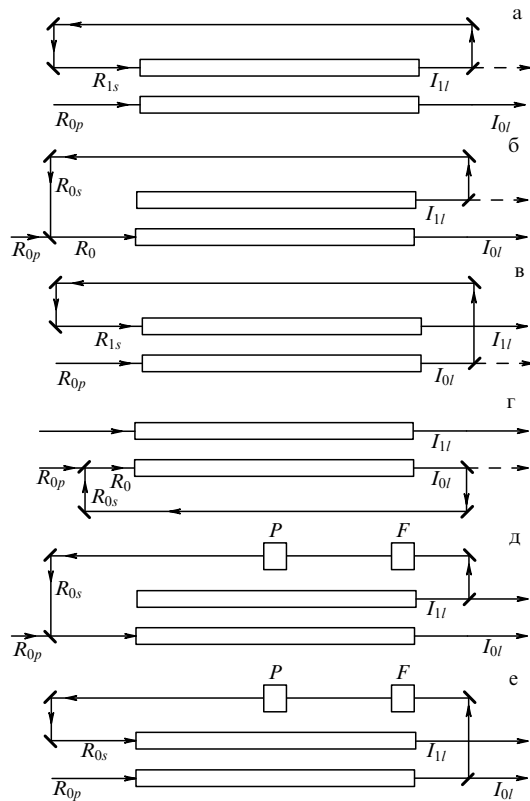


Рис. 17. Схемы оптических мультивibrаторов: неустойчивых (а)–(г) и устойчивых (д, е) к отклонению фазы в цепи обратной связи от расчетной; P — устройство, преобразующее поляризацию или частоту; F — поляризационный фильтр, не пропускающий в канал обратной связи излучение с поляризацией отличной от требуемой

одно из таких устройств на примере ТСОВ с обратной связью (рис. 17). Аналогичные устройства возможны и на основе других систем с ОРСВ.

Пусть, например, постоянное излучение (накачка) с нормированной интенсивностью R_{0p} поступает на вход нулевого волновода без потерь, а излучение с выхода первого волновода подается с помощью зеркал или волновода обратной связи (полностью или частично) на вход этого же волновода (рис. 17а), причем коэффициент передачи энергии с выхода первого волновода на его вход равен σ (обычно $\sigma \ll 1$), т.е. граничные условия для амплитуд имеют вид

$$\begin{aligned} A_{10}(t) &= \sqrt{\sigma} A_{1l}(t - \tau_f) \exp(i\varphi_f), \\ A_{00}(t) &= \sqrt{R_{0p} I_{0M}} = \text{const}, \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

где τ_f — время пробега излучением канала обратной связи, t — произвольный момент времени, φ_f — набег фазы при прохождении излучением пути обратной связи.

Выберем R_{0p} так, чтобы при $R_1 = 0$ излучение целиком выходило из первого волновода. Коэффициент σ подберем так, чтобы сигнал, поступающий на вход первого волновода, был таков, чтобы при выбранном R_{0p} все излучение выходило из нулевого волновода. Такой выбор параметров означает, что $R_{0p} = R_M^{(1)}$, $\sigma = R_{1M}^{(0)}/R_M^{(1)}$, $\varphi_{1l} + \varphi_f = \varphi_{00} + m\pi$, причем при $R_{0p} \gg R_1$ (т.е. $\sigma \ll 1$) значения $R_M^{(1)}$ и $R_{1M}^{(0)}$ вычисляются по формулам (2.1.11), (2.3.6), (2.3.12) и (3.4.14); $\sigma \approx [8 \exp(-L)]^2$.

При указанном выборе параметров в системе возникает следующий периодический процесс (рис. 18). излу-

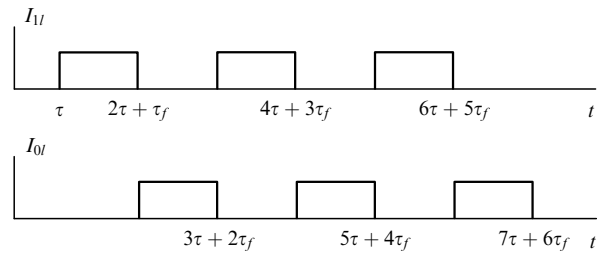


Рис. 18. Импульсы на выходе ТСОВ с обратной связью (см. рис. 17)

чение, поступившее на вход нулевого волновода в момент $t = 0$, после прохождения по ТСОВ за время τ_0 , оказывается на выходе первого волновода. Затем, по истечении времени τ_f , часть этого излучения начинает вводиться в первый волновод, и поэтому еще через время τ_0 , т.е. в момент $t = 2\tau_0 + \tau_f$, все излучение начинает выходить уже из нулевого волновода. Следовательно, в момент $t = 2\tau_0 + 2\tau_f$ прекращается поступление излучения в первый волновод и поэтому в момент $t = 2\tau_f + 3\tau_0$ все излучение вновь выходит из первого волновода. В дальнейшем процесс повторяется с периодом $2(\tau_f + \tau_0)$.

Аналогичные мультивibrаторы можно реализовать с помощью других схем (см. рис. 17), причем выбор параметров определяется особенностью схем.

Если оптически связаны выход из первого волновода и вход в нулевой волновод (рис. 17б), то $R_{0p} = R_M^{(1)}$, а σ выбирается с таким расчетом, чтобы при выбранном R_{0p} после прохода сигнала по каналу обратной связи на входе волновода $R_0 = R_M^{(0)}$.

Если оптически связаны выход из нулевого волновода и вход в первый волновод (рис. 17в), то выбирается $R_{0p} = R_M^{(0)}$, $\sigma = R_{1M}^{(1)}/R_M^{(0)}$.

Если оптически связаны выход из нулевого волновода и вход в нулевой волновод (рис. 17г), то $R_{0p} = R_M^{(0)}$, а σ выбирается так, чтобы после прохода сигнала по каналу обратной связи на входе волновода $R_0 = R_M^{(1)}$.

Во всех этих случаях на выходе волновопроводов формируются две противофазные последовательности импульсов почти прямоугольной формы (см. рис. 18). Длительность одного импульса равна $\tau_f + \tau_0$. В течение временного интервала $\tau_f + \tau_0$ все излучение выходит либо из первого, либо из нулевого волновода. Таким образом, данная система является оптическим мультивibrатором в режиме автоколебаний.

5.2. Оптические мультивibrаторы, устойчивые к набегу фазы сигнала

Для того чтобы оптические мультивibrаторы имели стабильные во времени выходные интенсивности, требуется независимость выходных характеристик от входной фазы сигнала. Поясним сказанное. Очевидно, что при проходе волны (сигнала) по каналу обратной связи набег ее фазы сильно зависит от длины этого канала и от неоднородностей и флуктуаций показателя преломления (которые, в свою очередь, могут возникать и изменяться под влиянием различных факторов: изменений температуры, деформаций, полей и т.д.). Вместе с тем, выходные интенсивности оптических мультивibrаторов (на основе ТСОВ), описанных в разделе 5.1 (рис. 17а–г), сильно зависят от фазы сигнала, поступившего на вход (по каналу обратной связи) и, следовательно, от набег фазы в цепи обратной связи. Эта зависимость описана в

разделах 2.5, 3.9 и работах [36, 51, 54] и объясняется, как уже упоминалось, интерференцией волн сигнала и накачки на входе волноводов. Паразитное влияние набега фазы в цепи обратной связи приводит к неустойчивости интенсивностей волн на выходе оптического мультивибратора и может нарушить его работу. Расчеты [66] дают количественную оценку величины отклонения набега фазы сигнала в цепи обратной связи от расчетной, при которой нарушается работа оптического мультивибратора. Например, при расчетном (для $R_{0p} = 0,948$ и $L = 1,6\pi$, $\Delta = 0$) значении фазы сигнала (пришедшего на вход по каналу обратной связи) равном $\varphi_{0s} = 0$, оказывается, что при фазе сигнала $\varphi_{0s} > \pi/4$ работа оптического мультивибратора на рис. 17б полностью нарушается.

Для создания оптических мультивибраторов, устойчивых к неустойчивости фазы волны в цепи обратной связи, можно использовать результаты, полученные в разделе 4.4. Примеры таких мультивибраторов показаны на рис. 17д,е. Устойчивости к неустойчивости фазы можно достигнуть одним из следующих способов [63–66]:

1) Подавать на вход ТСОВ циркулярно поляризованное излучение накачки, а в цепи обратной связи установить устройство P , преобразующее одну циркулярную поляризацию в противоположную ей циркулярную поляризацию [63].

2) Подавать на вход ТСОВ линейно поляризованное излучение накачки, а в цепи обратной связи установить устройство P , поворачивающее плоскость поляризации на 90° [64].

3) Установить (в цепи обратной связи) устройство P , преобразующее частоту излучения ($\omega \rightarrow \nu$), т.е. поступающая на вход накачка имеет частоту ω , а сигнал, поступающий на вход по каналу обратной связи, — частоту ν .

4) Сделать оптическую длину цепи обратной связи больше длины когерентности накачки. Тогда сигнал и накачка на входе окажутся некогерентными и интерференции между ними не будет. Однако этот способ не всегда оптимален. В частности, для оптических мультивибраторов он требует большой длины обратной связи (большой длины когерентности накачки) и, как следствие, ограничивает минимальную длительность выходных импульсов.

В случаях 1 и 2 ТСОВ должны отвечать требованиям, указанным в разделе 4.4 и [66].

6. Самопереключение излучения в системе с тремя ОРСВ

6.1. Уравнения и интегралы

Кубично-нелинейное взаимодействие трех ОРСВ описывается уравнениями

$$\begin{aligned} 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_0}{dz} + K_{01} \exp\left(\frac{i\alpha_{10}z\omega}{c}\right) A_1 + K_{02} \exp\left(\frac{i\alpha_{20}z\omega}{c}\right) A_2 = \\ = -\theta_0 |A_0|^2 A_0 - \theta_{01} |A_1|^2 A_0 - \theta_{02} |A_2|^2 A_0, \\ 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_1}{dz} + K_{10} \exp\left(-\frac{i\alpha_{10}z\omega}{c}\right) A_0 + K_{12} \exp\left(\frac{i\alpha_{21}z\omega}{c}\right) A_2 = \\ = -\theta_1 |A_1|^2 A_1 - \theta_{10} |A_0|^2 A_1 - \theta_{12} |A_2|^2 A_1, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_2}{dz} + K_{20} \exp\left(-\frac{i\alpha_{20}z\omega}{c}\right) A_0 + \\ + K_{21} \exp\left(-\frac{i\alpha_{21}z\omega}{c}\right) A_1 = -\theta_2 |A_2|^2 A_2 = \\ = -\theta_2 |A_2|^2 A_2 - \theta_{20} |A_0|^2 A_2 - \theta_{21} |A_1|^2 A_2, \end{aligned} \quad (6.1.1)$$

где $\alpha_{10} = \beta_1 - \beta_0$, $\alpha_{20} = \beta_2 - \beta_0$, $\alpha_{21} = \beta_2 - \beta_1$ и $K_{10} = K_{01}$, $K_{20} = K_{02}$, $K_{21} = K_{12}$ — разности эффективных показателей преломления и коэффициенты связи волн.

Перейдя к действительным амплитудам ρ_j и фазам φ_j , нетрудно найти, что система (6.1.1) имеет при $K_{02} = K_{20}$, $K_{12} = K_{21}$ и $K_{01} = K_{10}$ два интеграла [48, 67]

$$\begin{aligned} I = \rho_0^2 + \rho_1^2 + \rho_2^2, \\ G = K_{01}\rho_0\rho_1 \cos \psi_0 + \alpha_{10}\beta\rho_1^2 + K_{02}\rho_0\rho_2 \cos \psi_2 + \alpha_{20}\beta\rho_2^2 + \\ + K_{12}\rho_1\rho_2 \cos \psi_{21} + \frac{\theta_0\rho_0^4}{4} + \frac{\theta_1\rho_1^4}{4} + \frac{\theta_2\rho_2^4}{4} + \frac{\theta_{01}\rho_0^2\rho_1^2}{2} + \\ + \frac{\theta_{02}\rho_0^2\rho_2^2}{2} + \frac{\theta_{12}\rho_1^2\rho_2^2}{2}, \end{aligned} \quad (6.1.2)$$

где $\psi_0 = \varphi_1 - \varphi_0 + \alpha_{10}z\omega/c$, $\psi_2 = \varphi_2 - \varphi_0 + \alpha_{20}z\omega/c$, $\psi_{21} = \varphi_2 - \varphi_1 + \alpha_{21}z\omega/c$.

Уравнения для амплитуд волн в трех ТСОВ имеют вид [48]

$$\begin{aligned} 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_0}{dz} + K_{01} \exp\left(\frac{i\alpha_{10}z\omega}{c}\right) A_1 + K_{02} \exp\left(\frac{i\alpha_{20}z\omega}{c}\right) A_2 = \\ = -\theta_0 |A_0|^2 A_0, \\ 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_1}{dz} + K_{10} \exp\left(-\frac{i\alpha_{10}z\omega}{c}\right) A_0 + K_{12} \exp\left(\frac{i\alpha_{21}z\omega}{c}\right) A_2 = \\ = -\theta_1 |A_1|^2 A_1, \\ 2i\beta \frac{c}{\omega} \frac{dA_2}{dz} + K_{20} \exp\left(-\frac{i\alpha_{20}z\omega}{c}\right) A_0 + \\ + K_{21} \exp\left(-\frac{i\alpha_{21}z\omega}{c}\right) A_1 = -\theta_2 |A_2|^2 A_2. \end{aligned} \quad (6.1.3)$$

Остановимся в дальнейшем на случае трех ТСОВ. Во-первых, потому что из всех систем с тремя ОРСВ именно ТСОВ представляют наибольший практический интерес. Во-вторых, потому, что в симметричных случаях соотношения между перекрестными ("cross") нелинейными коэффициентами $\theta_{01} = \theta_{02} = \theta_{12} = \theta_c$ или $\theta_{01} = \theta_{02} = \theta_c$, $\theta_{12} = 0$ и уравнения (6.1.1) сводятся к уравнениям (6.1.3) простой заменой переменных и нелинейностей $\theta_j - \theta_c \Rightarrow \theta_j$ (аналогичной (1.5.2)).

Ограничимся для простоты случаем идентичных волноводов

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 0, \quad \theta_0 = \theta_1 = \theta_2 = \theta \quad (6.1.4)$$

и используем привычные обозначения: $R_j = |\theta|I_{j0}/4K$, $I_{j0} \equiv |A_{j0}|^2$, $T_j \equiv I_{j1}/(I_{00} + I_{10} + I_{20})$, $A_{j0} \equiv A_j(z=0)$, $j = 0, 1, 2$.

6.2. Три идентичных ТСОВ,

расположенных в одной плоскости

Рассмотрим три идентичных ТСОВ, расположенных симметрично в одной плоскости (рис. 19а)

$$K_{01} = K_{10} = K_{20} = K_{02} = K, \quad K_{12} = 0. \quad (6.2.1)$$

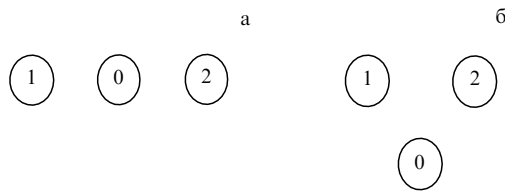


Рис. 19. Поперечное сечение трех ТСОВ: (а) соответствует соотношению $K_{10} = K_{20} \gg K_{12}$, (б) — соотношению $K_{10} = K_{20} = K_{12} = K$

В силу симметрии имеем $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, $\psi_1 = \psi_2 = \psi = \varphi_1 - \varphi_0$.

Предположим, что излучение вводится лишь в центральный ("нулевой") волновод

$$R_0 \neq 0, \quad R_1 = R_2 = 0. \quad (6.2.2)$$

Тогда из (6.1.2) находим [48]

$$\cos \psi = \frac{2}{I_{0M}} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} \left(I_{00} - \frac{3I_1}{2} \right), \quad (6.2.3)$$

где $I_{0M} = 4K/|\theta|$ (см. раздел 2.1).

Обратимся к численному решению системы (6.1.3) в предположениях (6.2.1), (6.2.2), (6.1.4), результаты которого частично представлены на рис. 20, где показаны коэффициенты передачи мощности T_0 и $T_{1,2}$ как функции R_0 . Численное решение проводилось при различных значениях параметра $L = 2\pi K/\lambda\beta$, введенного по аналогии со случаем двух ОРСВ, величина которого возрастает на $\pi/2$ при переходе от рисунка к рисунку.

Характер зависимости $T_j(R_0)$ в рассмотренном случае существенно иной, чем в случае двух ОРСВ.

При L кратных $1, 5\pi$ самопереключение излучения практически исчезает (рис. 20б, д, з). В этих случаях характер зависимости $T_j(R_0)$ один и тот же, а энергообмен гораздо меньше, чем при других значениях L . С ростом L увеличивается частота энергетических биений, вызываемых изменением R_0 и, как следствие, увеличивается крутизна $\partial I_{0l}/\partial I_{00}$ [48].

Косинус разности фаз достигает максимального значения, равного единице, одновременно с достижением локального максимального значения коэффициентами $T_{1,2}$ и соответственно локального минимума T_0 ; $\cos \psi = 0$, когда $T_{1,2} = 0$ и $T_0 = 1$ [48].

6.3. Связь между всеми волноводами

В настоящем разделе уравнения (6.1.3) исследованы для другого случая [67], когда существенна связь между всеми волноводами: $K_{12} \neq 0$, $K_{10} = K_{20} = K \neq 0$. Этот случай реализуется, как правило, когда все три волновода одинаково удалены друг от друга (рис. 19б). Волноводы, как и в разделе 6.2, предполагаются идентичными. Результаты численных расчетов [67] частично представлены на рис. 21 (см. также таблицу в [67]).

Эти расчеты показали [67], в частности, что если $K_{01} = K_{02} = K_{12} = K$, то крутизна переключения, т.е. дифференциальный коэффициент усиления: $(\partial I_{0l}/\partial I_{00})_{\max} \equiv (R_0 + R_1 + R_2)(\partial T_0/\partial R_0)_{\max}$ оказывается выше (для $L \equiv 2\pi K/\lambda\beta = 1, 6\pi$ — примерно втрое), но критическая интенсивность I_M — также больше (в полтора раза), чем в случае двух ТСОВ (т.е. при $K_{02} = K_{12} = 0$, $K_{01} = K$), когда $I_M = I_{0M} = 4K/|\theta|$. По мере роста K_{12} крутизна переключения в средней точке M возрастает, но возрас-

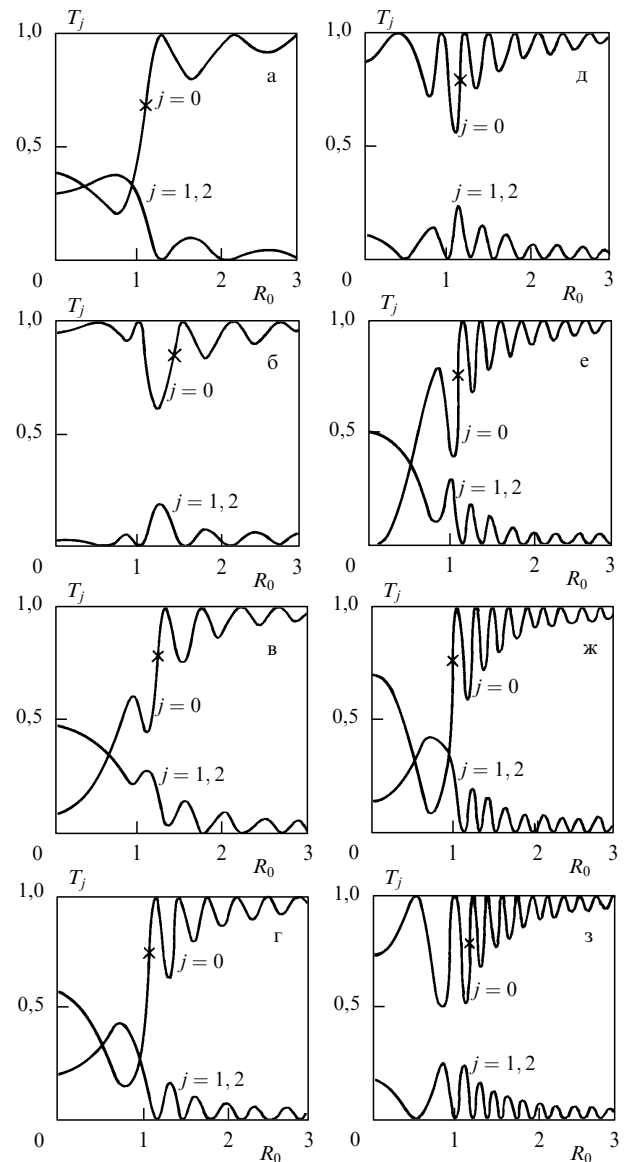


Рис. 20. $T_j = I_j/I_{00}$ ($j = 0, 1, 2$) как функция $R_0 \equiv I_{00}/I_{0M}$ при $K_{12} = 0$, $K_{10} = K_{20} = K$; $L = \pi$ (а); $L = 1, 5\pi$ (б); $L = 2\pi$ (в); $L = 2, 5\pi$ (г); $L = 3\pi$ (д); $L = 3, 5\pi$ (е); $L = 4\pi$ (ж); $L = 4, 5\pi$ (з). Отмечена точка, в которой $\partial T_0/\partial R_0 = \max$. Излучение вводится в один из трех идентичных ТСОВ — нулевой (центральный): $I_{10} = I_{20} = 0$ (рисунок взят из [48])

стает также и I_M (рис. 20б, рис. 21). На основании численных расчетов можно предположить, что крутизна переключения экспоненциально зависит от эффективного параметра $L_{\text{eff}} = 2\pi K_{\text{eff}}/\lambda\beta$, который пропорционален некому эффективному коэффициенту связи K_{eff} , возрастающему с ростом K_{01} , K_{02} и K_{12} ; при этом $I_M \propto K_{\text{eff}}/|\theta|$.

С ростом K_{12} (рис. 20б, рис. 21) глубина самопереключения растет и при $K_{12} \approx 1, 5K$ оно становится почти полным.

При подаче излучения на входы двух волноводов (накачки — на вход нулевого, слабого сигнала — на вход первого) в случае трех ТСОВ (как и в рассмотренном ранее в разделе 3.4 случае двух ТСОВ) возникает гигантское усиление слабого сигнала, причем в трех ТСОВ при $K_{12} = K_{10} = K_{20} = K$ оно оказывается более крутым, чем в двух ТСОВ, но возникает при большем уровне накачки [67].

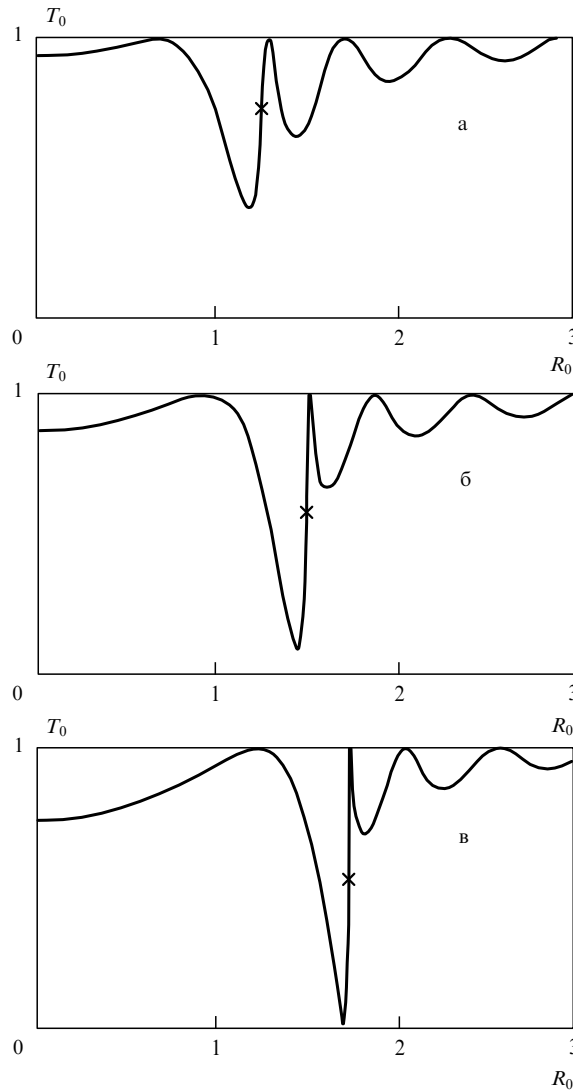


Рис. 21. $T_0 = I_{0l}/I_{00}$ как функция R_0 при $K_{10} = K_{20} = K$; $K_{12} = K/2$ (а), K (б), $3K/2$ (в). $L = 1, 5\pi$, $I_{10} = I_{20} = 0$. Отмечена точка, в которой $\partial T_0/\partial R_0 = \max$ (рисунок взят из [67])

Наконец, и в случае самопереключения волн с близкими входными интенсивностями (см. раздел 3.6) случай трех ТСОВ характеризуется большими коэффициентами усиления $\partial I_{0l}/\partial I_{00}$, чем случай двух ТСОВ. Так, для трех ТСОВ при $L = 1, 5\pi$, $R_0 \approx R_1 \approx R_2 \approx 0,8$ и $K_{01} = K_{02} = K_{12} = K$ имеем $(\partial I_{0l}/\partial I_{00})_{\max} \approx 352,6$ [67], тогда как для двух ТСОВ при $L = 1, 5\pi$ и $R_0 \approx R_1 \approx 0,8$ получаем согласно (3.6.2) $(\partial I_{0l}/\partial I_{00})_{\max} \approx 272$. Однако суммарная мощность, вводимая в волноводы, для трех ТСОВ больше, чем для двух.

Самопереключение света в трех ТСОВ исследовалось также в [99–103].

7. Приложение I

В соответствии с (1.4) выражение для m -й компоненты кубично-нелинейной поляризации среды (на заданной частоте) через компоненты полей (на этой частоте) имеет вид

$$P_{nl,m} = \theta_{mnkl} \{ E_n^* E_k E_l + E_n E_k^* E_l + E_n E_k E_l^* \}, \quad (I.1)$$

где индексы m, n, k и l могут принимать значения 1, 2, 3, которые соответствуют координатам x, y, z .

В качестве $\hat{\theta}$ можно, как правило, использовать тензор изотропной среды, поскольку и линейная анизотропия ($n_e - n_o$) и кубично-нелинейная поляризация ($\sim I\theta$) среды — величины первого порядка малости. Например, $|n_e - n_o|$ волоконных световодов составляет от $5 \cdot 10^{-9}$ до $8 \cdot 10^{-4}$ [125], а наиболее типичны значения $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$. Поэтому анизотропия кубично-нелинейной поляризации даже в анизотропной среде является величиной второго порядка малости и ею обычно можно пренебречь.

Для изотропной среды тензор кубичной нелинейности четвертого порядка имеет вид [118]

$$\theta_{mnkl} = \tilde{\lambda} \delta_{mn} \delta_{kl} + \tilde{\mu} \delta_{mk} \delta_{nl} + \tilde{\nu} \delta_{ml} \delta_{nk}, \quad (I.2)$$

где $\delta_{mm} = 1$, если $m = n$, и $\delta_{mn} = 0$, если $m \neq n$; $\tilde{\lambda} = \theta_{1122} = \theta_{2211} = \theta_{2233} = \theta_{3311} = \theta_{1133}$, $\tilde{\mu} = \theta_{2323} = \theta_{1313} = \theta_{3131} = \theta_{2121} = \theta_{3232}$, $\tilde{\nu} = \theta_{1221} = \theta_{2112} = \theta_{2332} = \theta_{3113} = \theta_{1331}$. Поэтому для изотропной среды вектор нелинейной поляризации выражается через вектор поля следующим образом

$$\mathbf{P}_{nl} = 2\tilde{\kappa} \left[\frac{1}{2} \mathbf{E}^* (\mathbf{E}\mathbf{E}) + \mathbf{E} (\mathbf{E}\mathbf{E}^*) \right], \quad (I.3)$$

где

$$\tilde{\kappa} = \tilde{\lambda} + \tilde{\mu} + \tilde{\nu} = \theta_{1111} \equiv \theta_{xxxx} = \theta_{2222} = \theta_{3333} = \frac{n_0^2 n_2 c}{3\pi},$$

n_2 — коэффициент в известной формуле $n = n_0 + n_2 \tilde{I}$ (\tilde{I} — интенсивность).

Нелинейный коэффициент $\theta \approx 3\theta_{xxxx} = n_0^2 n_2 c/\pi$. Он используется для оценки $I_{0M} = 4K/|\theta|$ (см. раздел 2.1). Интенсивность $\tilde{I}_{0M} = (cn_0/2\pi)I_{0M}$.

8. Приложение II

Для анализа явлений самопереключения излучения и оптического переключения в нелинейных системах с ОРСВ нами выведены и использованы простые аппроксимации [34, 36, 37] для эллиптических функций при $|r_1^2| \ll 1$ (где $r_1^2 = 1 - r^2$) и $\exp L \gg 1$, которые имеют вид

$$\text{cn}(L, r) \approx \frac{\text{sech } L - (r_1^2/8) \exp L}{1 + (r_1^4/256) \exp(2L)}, \quad (II.1)$$

$$\text{dn}(L, r) \approx \frac{\text{sech } L + (r_1^2/8) \exp L}{1 + (r_1^4/256) \exp(2L)}, \quad (II.2)$$

$$\text{sn}(L, r) \approx \frac{1 - (r_1^4/256) \exp(2L)}{1 + (r_1^4/256) \exp(2L)} \tanh L. \quad (II.3)$$

Из (II.1) получаем

$$\left. \frac{\partial \text{cn}(L, r)}{\partial r} \right|_{r=1} \approx \frac{\exp L}{4},$$

при этом $\text{cn}(L, 1) \approx \text{sech } L$; $\text{cn}(L, r) \approx 1$ при $(r_1^2/16) \exp L = -1$ и $\text{cn}(L, r) \approx -1$ при $(r_1^2/16) \exp L = 1$, причем $r_1^2 = 1 - r^2 \approx 2(1 - r)$ и поэтому $\text{cn}(L, r) \approx 1$ при $r \approx 1 + 8 \exp(-L)$ и $\text{cn}(L, r) \approx -1$ при $r \approx 1 - 8 \exp(-L)$.

Заключение

Изложена теория открытого автором явления самопереключения ОРСВ с линейным коэффициентом связи. Результаты исследований, представленные в данной статье, выявили интересные закономерности этого явления и возможность создания на его основе нового класса оптических устройств: оптических транзисторов, усилителей слабых сигналов, логических элементов, ограничителей интенсивности, мультивибраторов и др.

Заключительная часть обзора, которую автор надеется опубликовать в самое ближайшее время, будет содержать описание экспериментального наблюдения явления самопереключения ОРСВ, а также некоторые теоретические вопросы, опущенные в данной статье: самопереключение импульсов, самопереключение разночастотных ОРСВ с нелинейным коэффициентом связи в квадратично-нелинейной среде и т.д.

Список литературы

- Иогансен Л В *ЖЭТФ* **40** 1838 (1961)
- Золотов Е М, Киселев В А, Сычугов В А *УФН* **112** 231 (1974)
- Введение в интегральную оптику* (Под ред. М Барноски) (М.: Мир, 1977)
- Интегральная оптика* (Под ред. Т Тамира) (М.: Мир, 1978)
- Хансперджер Р *Интегральная оптика* (М.: Мир, 1985)
- Ярив А *Квантовая электроника* (М.: Сов. радио, 1980)
- Ярив А *Введение в оптическую электронику* (М.: Высшая школа, 1982)
- Маркузе Д *Оптические волноводы* (М.: Мир, 1974)
- Снайдер А, Лав Дж *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987)
- Гауэр Дж *Оптические системы связи* (М.: Радио и связь, 1989)
- Ахманов С А, Хохлов Р В *Проблемы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1964)
- Бломберген Н *Нелинейная оптика* (М.: Мир, 1966)
- Цернике Ф, Мидвинтер Дж *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Мир, 1976)
- Ахманов С А, Выслоух В А, Чиркин А С *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988)
- Луговой В Н *ЖЭТФ* **56** 683 (1969)
- Seidel H *Bistable optical circuit using saturable absorber within a resonant cavity* (U.S. Patent No. 3610731, 1969)
- Szöke A, Daneu V, Goldhar J, Kurnit N A *Appl. Phys. Lett.* **15** 376 (1969)
- Duguay M A, Hansen J W *Appl. Phys. Lett.* **15** 192 (1969)
- McCall S L, Gibbs H M, Venkatesan T N C *J. Opt. Soc. Am.* **65** 1184 (1975)
- Gibbs H M, McCall S L, Venkatesan T N C *Phys. Rev. Lett.* **36** 1135 (1976)
- Каплан А Е *Письма в ЖЭТФ* **24** 132 (1976)
- Аскарьян Г А *Письма в ЖЭТФ* **8** 19 (1968)
- Felber F S, Marburger J H *Appl. Phys. Lett.* **28** 731 (1976)
- Marburger J H, Felber F S *Phys. Rev. A* **17** 335 (1978)
- Okuda M, Onaka K *Jap. J. Appl. Phys.* **16** 769 (1977)
- Winful H G, Marburger J H, Garmire E *Appl. Phys. Lett.* **35** 379 (1979)
- Winful H G, Marburger J H *Appl. Phys. Lett.* **36** 613 (1980)
- Кухтарев Н В, Семенец Т И *Квант. электроника* **8** 2005 (1981)
- Кухтарев Н В, Семенец Т И *ЖТФ* **51** 1990 (1981)
- Луговой В Н *Квант. электроника* **6** 2053 (1979)
- Гиббс Х *Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света* (М.: Мир, 1988)
- Майер А А *Способ переключения сигнала в туннельно-связанных оптических волноводах* Патент СССР № 1152397, 1982; *Бюлл. изобр.* № 46 (1988)
- Майер А А Оптические транзисторы и бистабильные элементы на основе нелинейной передачи света системами с однонаправленными связанными волнами *Квант. электроника* **9** 2296 (1982)
- Майер А А *Квант. электроника* **11** 157 (1984)
- Jensen S M *IEEE J. Quantum Electron.* **18** 1580 (1982)
- Майер А А *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **48** 1441 (1984)
- Майер А А *Автосинхронизация волн при самопереключении света в нелинейных туннельно-связанных волноводах* Препринт ИОФАН № 236 (М.: ИОФАН, 1984); *Квант. электроника* **12** 1537 (1985)
- Майер А А *Краткие сообщения по физике* № 12 20 (1984)
- Гусовский Д Д, Дианов Е М, Майер А А, Неуструев В Б, Шкловский Е И, Щербаков И А *Нелинейная перекачка света в туннельно-связанных оптических волноводах* Препринт ИОФАН № 250-13 (М.: ИОФАН, 1984); *Квант. электроника* **12** 2312 (1985)
- Майер А А Препринт ИОФАН № 122-26 (М.: ИОФАН, 1985); *Квант. электроника* **13** 1360 (1986)
- Майер А А, Ситарский К Ю Препринт ИОФАН № 311-20 (М.: ИОФАН, 1985); *Квант. электроника* **14** 1604 (1987)
- Майер А А Препринт ИОФАН № 334-20 (М.: ИОФАН, 1985); *Квант. электроника* **14** 1596 (1987)
- Майер А А Препринт ИОФАН № 276 (М.: ИОФАН, 1986); *Краткие сообщения по физике* № 9 43 (1986)
- Гусовский Д Д, Дианов Е М, Майер А А, Неуструев В Б, Осико В В, Прохоров А М, Ситарский К Ю, Щербаков И А *Экспериментальное наблюдение самопереключения излучения в туннельно-связанных оптических волноводах* Препринт ИОФАН № 188 (М.: ИОФАН, 1986); *Доклад на Международном семинаре "Optical Computing — 86"* (Новосибирск, 1986) (оттиски доклада на англ. и русск. розданы всем участникам, в том числе профессору Уильяму Родсу (редактору *Applied Optics*). В марте 1987 г. в США проф. Родс изложил результаты работ [33, 34, 44] в специально им посвященном обзорном докладе (Bill Rhodes: "Alexander Mayer Paper on Nonlinear Optical Switching in Coupled Waveguides", at the OSA Optical Computing Conference held in March 1987 at Lake Tahoe (Incline Village) Nevada), раздал и разослал оттиски работы [44] на английском языке многим иностранным ученым); *Квант. электроника* **14** 1144 (1987)
- Майер А А, Сердюченко Ю Н, Ситарский К Ю, Щелев М Я, Щербаков И А *Распад сверхкороткого импульса при самопереключении излучения в туннельно-связанных волноводах* Препринт ИОФАН № 345 (М.: ИОФАН, 1986); *Доклад на Международном семинаре "Optical Computing — 86"* (Новосибирск, 1986); *Квант. электроника* **14** 1157 (1987)
- Майер А А Препринт ИОФАН № 43-20 (М.: ИОФАН, 1987)
- Майер А А Препринт ИОФАН № 62-10 (М.: ИОФАН, 1987); *Краткие сообщения по физике* № 6 58 (1987)
- Майер А А *О самопереключении излучения в трех туннельно-связанных оптических волноводах* Препринт ИОФАН № 153-26 (М.: ИОФАН, 1987)
- Майер А А, Ситарский К Ю *Способ управления коэффициентом преобразования мощности излучения с одной частоты на другую* Авторское свидетельство СССР № 1593438, 1987 (зарегистрировано в Госреестре 15 мая 1990 г.)
- Майер А А, Ситарский К Ю *Квант. электроника* **14** 2369 (1987)
- Майер А А Препринт ИОФАН № 351-45 (М.: ИОФАН, 1987)
- Майер А А, Ситарский К Ю *ДАН СССР. Сер. физ.* **299** 1387 (1988)
- Майер А А, Ситарский К Ю *Оптические транзисторы и переключатель на основе квадратично-нелинейного взаимодействия волн* Препринт ИОФАН № 111-29 (М.: ИОФАН, 1988)
- Майер А А *ДАН СССР. Сер. физ.* **303** 618 (1988)
- Maier A A *High Gain Optical Transistor Resistant to Pump Instability*, in *Proc. Third International Conference TQE'88* (Bucharest, 1988) p. 382
- Maier A A *Light Self-Switching and Optical Transistors Based on Tunnel-Coupled Optical Waveguides (TCOWs). Papers on Optical Communication* (SPIE publication, 1988) (special issue) p. 27
- Майер А А, Ситарский К Ю Препринт ИОФАН № 86-23 (М.: ИОФАН, 1989); *ДАН СССР. Сер. физ.* **307** 592 (1989)
- Майер А А, Каратаев С Г Препринт ИОФАН № 73-7 (М.: ИОФАН, 1989); *ДАН СССР. Сер. физ.* **309** 619 (1989)
- Дианов Е М, Кузнецов А В, Майер А А, Охотников О Г, Ситарский К Ю, Щербаков И А *ДАН СССР. Сер. физ.* **309** 611 (1989)
- Dianov E M, Kuznetsov A V, Maier A A, Okhotnikov O G, Sitarsky K Yu, Shcherbakov I A *Opt. Commun.* **74** 152 (1989)

61. Maier A A *High Gain Optical Transistor Resistant to Pump Instability*, in *OSA Proceedings on Photonic Switching Vol. 3 of OSA Proceedings Series* (Washington: Optical Society of America, DC, 1989) (Photonic Switching March 1-3, 1989, Salt Lake City) p. 85
62. Майер А А Диссертация ... докт. физ.-мат. наук (М.: ИОФАН, 1990)
63. Майер А А *Оптический мультивибратор* Патент РФ № 2003150, 1990
64. Майер А А *Оптический мультивибратор* Авторское свидетельство № 1805437, 1990
65. Майер А А *ДАН СССР. Сер. физ.* **315** 95 (1990)
66. Майер А А *О влиянии и устранении влияния фазы слабого переменного сигнала на его усиление в туннельно-связанных волноводах* Препринт ИОФАН № 40-30 (М.: ИОФАН, 1991); *Квант. электроника* **18** 1447 (1991)
67. Майер А А Препринт ИОФАН № 42-13 (М.: ИОФАН, 1991); *Квант. электроника* **18** 1264 (1991)
68. Maier A A, Karataev S G *On the influence of inertia of nonlinearity, nonlinear dispersion of group velocities and dispersion of coupling coefficient on pulse self switching in tunnel-coupled optical waveguides and on the logical devices based on it* Preprint GPI No. 46 (Moscow: YPI, 1991)
69. Ситарский К Ю Диссертация ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИОФАН, 1990)
70. Майер А А Препринт ИОФАН № 30 (М.: ИОФАН, 1992)
71. Майер А А, Ситарский К Ю *ДАН СССР. Сер. физ.* **337** 597 (1994)
72. Майер А А, Ситарский К Ю (в печати)
73. Kitayama K, Wang S *Appl. Phys. Lett.* **43** 17 (1983)
74. Kitayama K, Kimura Y, Seikai S *Appl. Phys. Lett.* **46** 317 (1985)
75. Kam Wa P Li, Sitch I E, Mason N I, Roberts I S, Robson P N *Electron Lett.* **21** 26 (1985)
76. Daino B, Gregory G, Wabnitz S *J. Appl. Phys.* **58** 4512 (1985)
77. Daino B, Gregory G, Wabnitz S *Opt. Lett.* **11** 42 (1986)
78. Winful H G *Appl. Phys. Lett.* **47** 213 (1985)
79. Hoffe R, Chrostowski J *Opt. Commun.* **57** 34 (1986)
80. Trillo S, Wabnitz S *Appl. Phys. Lett.* **49** 752 (1986)
81. Snyder A W, Chen Y, Rowland D, Mitchel D I *Opt. Lett.* **15** 357 (1989)
82. Wabnitz S, Wright E M, Seaton C T, Stegeman G I *Appl. Phys. Lett.* **49** 838 (1986)
83. Trillo S, Wabnitz S, Stolen R H, Assanto G, Seaton C T, Stegeman G I *Appl. Phys. Lett.* **49** 1224 (1986)
84. Meccozzi A, Trillo S, Wabnitz S, Daino B *Opt. Lett.* **12** 275 (1987)
85. Caglioti E, Trillo S, Wabnitz S *Opt. Lett.* **12** 1044 (1987)
86. Das U, Chen Y, Bhattacharya P *Appl. Phys. Lett.* **51** 1679 (1987)
87. Trillo S, Wabnitz S *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 483 (1988)
88. Chen Y, Snyder A W *Opt. Lett.* **14** 1237 (1989)
89. Trillo S, Wabnitz S, Finlayson N, Banyai W C, Seaton C T, Stegeman G I, Stolen R H *Appl. Phys. Lett.* **53** 837 (1988)
90. Friberg R, Smith P W *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 2089 (1987)
91. Friberg R, Silberberg Y, Oliver M K, Andejco M J, Saifi M A, Smith P W *Appl. Phys. Lett.* **51** 1135 (1987)
92. Friberg R, Weiner A M, Silberberg Y, Sfez B G, Smith P W *Opt. Lett.* **13** 904 (1988)
93. Cada M, Gauthier R C, Paton B E, Chrostowski J *Appl. Phys. Lett.* **49** 755 (1986)
94. Berger P, Chen Y, Bhattacharya P, Pamulapati J, Vezzoli G C *Appl. Phys. Lett.* **52** 1125 (1988)
95. Jin R, Chuang C L, Gibbs H M, Koch S W, Polky J N, Pubans G A *Appl. Phys. Lett.* **53** 1791 (1988)
96. Silberberg Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **46** 701 (1985)
97. Park H G, Huang S Y, Kim B Y *Opt. Lett.* **14** 877 (1989)
98. Caglioti E, Trillo S, Wabnitz S, Stegeman G I *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 472 (1988)
99. Finlayson N, Stegeman G I *Appl. Phys. Lett.* **56** 2276 (1990)
100. Shmidt-Hattenberger C, Trutschel U, Lederer F *Opt. Lett.* **16** 294 (1991)
101. Shmidt-Hattenberger C, Mutchall R, Trutschel U, Lederer F *Opt. Quantum Electron.* **24** 691 (1992)
102. Mitchel D I, Snyder A W, Chen Y *Electron. Lett.* **26** 1164 (1990)
103. Soto-Crespo M, Wright E M *J. Appl. Phys.* **70** 7240 (1991)
104. Trillo S, Wabnitz S, Wright E M, Stegeman G I *Opt. Lett.* **13** 672 (1988)
105. Trillo S, Wabnitz S *Opt. Lett.* **16** 1 (1991)
106. Trillo S, Wabnitz S, Wright E M, Stegeman G I *Opt. Lett.* **13** 871 (1988)
107. Петров М П, Кузин Е А, Максютенко М А *Квант. электроника* **18** 1395 (1991)
108. *Волноводная оптоэлектроника* (Под ред. Т Тамира) (М.: Мир, 1991)
109. Marcuse D *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (New York: Academic Press, 1991)
110. Takagi S *Acta Crystallogr.* **15** 1311 (1962)
111. Пинскер З Г *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах* (М.: Наука, 1974)
112. Louisell W H *Coupled mode and parametric electronics* (London: J Wiley & Sons, 1960) p. 268
113. Ахманов С А, Жариков В И *Письма в ЖЭТФ* **6** 664 (1967)
114. Maker P D, Terhune R W, Savage C M *Phys. Rev. Lett.* **12** 507 (1964)
115. Maker P D, Terhune R W *Phys. Rev.* **137** 801 (1965)
116. Stolen R H, Botineau J, Ashkin A *Opt. Lett.* **7** 512 (1982)
117. Jain K, Pratt Jr G W *Appl. Phys. Lett.* **28** 719 (1976)
118. Джеффрис Г, Свирлс Б *Методы математической физики* Т. 1 (М.: Мир, 1969) с. 156
119. Blow K J, Doran N J, Wood D *Opt. Lett.* **12** 202 (1987)
120. Градштейн И С, Рыжик И М *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М.: Наука, 1971) с. 259
121. *Справочник по специальным функциям* (Под ред. М Абрамовица и И Стиган) (М.: Наука, 1979) с. 385
122. Chen Y J, Carter G M *Appl. Phys. Lett.* **41** 307 (1982)
123. Sen P K *Solid State Commun.* **43** 141 (1982)
124. Kapron F P, Lukowski T I *Appl. Opt.* **16** 1465 (1977)
125. Kaminov I S *IEEE J. Quantum Electron.* **17** 15 (1981)

OPTICAL SELF-SWITCHING OF UNIDIRECTIONAL DISTRIBUTEDLY COUPLED WAVES

A.A. Maier

General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
ul. Vavilova 38, 117942 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 132-8391

Theoretical and experimental fundamentals of the phenomenon of self-switching of unidirectional distributedly coupled waves (UDCW) are described. UDCW embrace a whole class of waves in optics: waves in tunnel-coupled optical waveguides, waves with different polarisations in birefringent waveguides and crystals, waves undergoing Bragg diffraction, waves with different frequencies in media with quadratic nonlinearities, and so on.

PACS numbers: 42.25.-p

Bibliography — 125 references

Received 29 December 1994, revised 24 March 1995