

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.373.828

В. Ю. Баженов, М. В. Васнецов, В. Б. Тараненко

(Киев)

КОНКУРЕНЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В СВЯЗАННЫХ
КОЛЬЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРАХ С ОБЩИМ УСИЛИТЕЛЕМ
НА ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ

Обсуждается конкуренция между генерационными волнами в двух кольцевых резонаторах с общим усилителем на фоторефрактивном кристалле. Определены пороговые условия генерации и интенсивности волн в случае стационарной генерации. Аналитически показано существование различных стационарных режимов генерации. Найдены условия для одновременной генерации в связанных резонаторах и для генерации в каждом из резонаторов по отдельности. Исследованы бистабильность и переключение генерации из одного резонатора в другой с помощью внешнего сигнала. Полученные результаты представляют интерес для систем оптической обработки информации.

Вопросам исследования нелинейно-оптических систем с целью создания на их основе устройств оптической памяти и оптических процессоров уделяется в последнее время большое внимание. Одно из основных преимуществ оптических систем обработки информации — возможность реализации высокой степени параллельности таких систем, т. е. одновременная обработка информации по 10^6 и более каналам. Отметим, что в наиболее распространенных электронных процессорах эта величина, как правило, не превышает 64.

К настоящему времени достаточно подробно исследованы оптические системы, представляющие собой матрицы элементов, обладающих нелинейным пропусканием (отражением) или оптической бистабильностью [1, 2]. Недостаток таких систем — возникновение сбоев при отказе хотя бы одного элемента матрицы.

Этого недостатка лишены системы, основанные на использовании в качестве нелинейных элементов динамических объемных голограмм [3, 4], поскольку преобразование каждого из оптических сигналов осуществляется во всем объеме нелинейной среды, и поэтому возникновение в ней локальных дефектов не приводит к сколько-нибудь существенному искажению информации. Однако использование для этой цели общего нелинейного элемента может приводить к взаимодействию оптических сигналов.

К настоящему времени такие эффекты рассматривались лишь качественно, в частности, при объяснении подавления шумовых пространственных мод голографических генераторов внешними оптическими сигналами [4].

Цель настоящей работы — теоретическое исследование эффектов конкуренции оптических сигналов в системе с двумя оптическими каналами, связь между которыми осуществляется через общий усилитель. Усиление сигналов основано на нелокальной оптической нелинейности, характерной для многих известных фоторефрактивных кристаллов [5, 6], и происходит за счет вырожденного по частоте многоволнового попутного взаимодействия.

Теоретическая модель. Рассматриваемая в настоящей работе система представляет собой два кольцевых резонатора с общим усилителем на фоторефрактивном кристалле (рис. 1). В каждом из резонаторов возможна генерация за счет того, что при прохождении через кристалл происходит усиление света из-за дифракционного обмена энергией между волной накачки и гене-

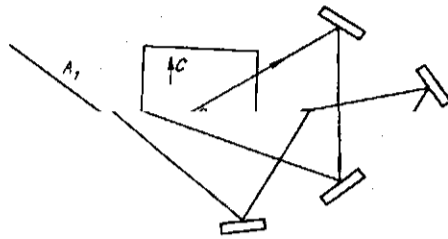


Рис. 1

рационной волной. В фоторефрактивном кристалле (ФРК) эти две волны образуют интерференционное поле, формирующего интерференционного поля на четверть периода, что обуславливает однонаправленную перекачку энергии в генерационную волну [7]. В простейшем случае (вырожденная по частоте генерация) частота генерирующей продольной мо-

ды резонатора совпадает с частотой излучения накачки и записанная в кристалле решетка неподвижна.

Наличие двух генерационных волн приводит к их взаимодействию между собой также через формирование объемной решетки. Обозначая амплитуду волны накачки A_1 , генерационных волн A_2 и A_3 , а углы их распространения в кристалле соответственно Θ_1 , Θ_2 и Θ_3 , запишем уравнения для медленно меняющихся комплексных амплитуд в среде:

$$\begin{cases} \cos\Theta_1 \frac{dA_1}{dz} = -\Gamma_1 A_2 - \Gamma_2^* A_3, \\ \cos\Theta_2 \frac{dA_2}{dz} = \Gamma_1^* A_1 - \Gamma_3 A_3, \\ \cos\Theta_3 \frac{dA_3}{dz} = \Gamma_2 A_1 + \Gamma_3^* A_2, \end{cases} \quad (1)$$

где Γ_i ($i = 1, 2, 3$) задают эффективность взаимодействия волн на соответствующей решетке. Для описания эволюции решетки во времени запишем уравнения:

$$\begin{cases} \frac{d\Gamma_1}{dt} = \kappa_1 A_1 A_2^* - \Gamma_1 Q, \\ \frac{d\Gamma_2}{dt} = \kappa_2 A_1^* A_3 - \Gamma_2 Q, \\ \frac{d\Gamma_3}{dt} = \kappa_3 A_2 A_3^* - \Gamma_3 Q, \end{cases} \quad (2)$$

где $Q = \frac{1}{\tau_d} + \frac{w}{\tau_l}$ описывает релаксацию решетки за счет темнового и светового стирания (τ_d — время темновой релаксации, τ_l — время светового стирания, w — интенсивность света в кристалле); κ_i — константы, характеризующие запись решеток под действием интерференционного поля соответствующих волн.

В стационарном случае в приближении $\tau_d \gg \tau_l/w$ (время стирания решеток под действием света много меньше времени темнового стирания) система (2) приводится к виду

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \kappa_1 \tau_l A_1 A_2^* / w, \\ \Gamma_2 &= \kappa_2 \tau_l A_1^* A_3 / w, \\ \Gamma_3 &= \kappa_3 \tau_l A_2 A_3^* / w, \end{aligned} \quad (3)$$

после чего система (1) приобретает вид

$$\begin{cases} \cos\Theta_1 \frac{dA_1}{dz} = -\frac{\gamma_1 A_2 A_3}{2w} - \frac{\gamma_2 A_3 A_1}{2w}, \\ \cos\Theta_2 \frac{dA_2}{dz} = \frac{\gamma_1 A_1 A_3}{2w} - \frac{\gamma_3 A_3 A_2}{2w}, \\ \cos\Theta_3 \frac{dA_3}{dz} = \frac{\gamma_2 A_1 A_2}{2w} + \frac{\gamma_3 A_2 A_1}{2w}, \end{cases} \quad (4)$$

где $\gamma_i = 2\kappa_i l$.

Стационарные решения. В стационарном случае связь волн генерации с волной накачки и друг с другом за счет взаимодействия в кристалле будет описываться системой уравнений для интенсивностей волн:

$$\begin{cases} \cos\Theta_1 \frac{dP}{dz} = -\frac{\gamma_1 P X}{w} - \frac{\gamma_2 P Y}{w}, \\ \cos\Theta_2 \frac{dX}{dz} = \frac{\gamma_1 P X}{w} - \frac{\gamma_3 X Y}{w}, \\ \cos\Theta_3 \frac{dY}{dz} = \frac{\gamma_2 P Y}{w} + \frac{\gamma_3 X Y}{w}, \end{cases} \quad (5)$$

где P — интенсивность волны накачки; X и Y — интенсивности волн генерации в первом и втором кольцевых резонаторах соответственно; $w = P + X + Y$ — суммарная интенсивность в кристалле.

В первую очередь нас будет интересовать область совместного существования генерационных волн в первом и втором резонаторах. Очевидно, что с увеличением потерь в каждом из резонаторов генерация затухает и исчезнет, когда уровень потерь превзойдет максимальное усиление для генерационной волны. Поэтому на плоскости потерь R_x, R_y (соответственно для первого и второго резонаторов) область совместной генерации должна быть ограниченной. Для нахождения границ области совместной генерации воспользуемся системой (5), полагая интенсивности волн X или Y пренебрежимо малыми, что соответствует порогу генерации. Поскольку при стационарной генерации потери за проход по резонатору равны усилению волны в кристалле, определим для удобства потери R_x, R_y как $\kappa_x = \ln[X(l)/X(0)]$, $R_y = \ln[Y(l)/Y(0)]$, l — длина кристалла.

Порог генерации для Y -волны определим, пренебрегая ее интенсивностью в первом и втором уравнениях системы (5). В результате преобразований приходим к одному уравнению

$$\cos\Theta_3 \frac{d \ln Y}{dz} = \frac{\gamma_2 P + \gamma_3 (w - P)}{w} = \cos\Theta_2 \frac{\gamma_2 - \gamma_3}{\gamma_1} \frac{d \ln X}{dz} + \gamma_3, \quad (6)$$

которое после интегрирования дает искомое соотношение между потерями:

$$\cos\Theta_3 R_y = \cos\Theta_2 \frac{\gamma_2 - \gamma_3}{\gamma_1} R_x + \gamma_3 l. \quad (7)$$

Аналогичным образом находим границу области совместной генерации со стороны возникновения X -волны:

$$\cos\Theta_2 R_x = \cos\Theta_3 \frac{\gamma_1 + \gamma_3}{\gamma_2} R_y - \gamma_3 l. \quad (8)$$

Таким образом, определена область возможной одновременной стационарной генерации. За пределами этой области генерация возможна только по отдельности в каждом из резонаторов либо невозможна вообще, как показано на рис. 2. Размер области совместной генерации (на рисунке заштрихована) зависит от соотношения между константами γ_1, γ_2 и γ_3 . В случае $\gamma_2 < \gamma_1 + \gamma_3$ области, где генерация происходит по отдельности в каждом из резонаторов, не перекрываются, и стационарное решение, соответствующее совместной генерации, является единственным. При $\gamma_2 = \gamma_1 + \gamma_3$ область сов-

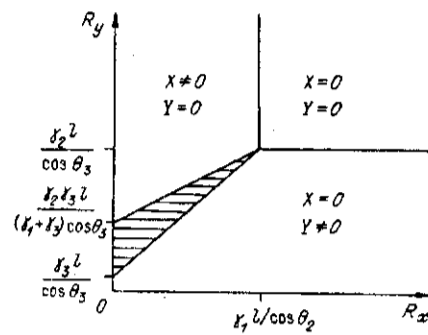


Рис. 2

местной генерации вырождается в линию, а при $\gamma_2 > \gamma_1 + \gamma_3$ границы этой области инвертируются, т. е. зоны, где интенсивности X - или Y -волны равны нулю, перекрываются между собой. Это значит, что в зависимости от начальных условий могут реализоваться три стационарных решения: два соответствуют подавлению генерации в одном из кольцевых резонаторов из-за конкуренции с волной, генерирующей в другом резонаторе, и одно решение соответствует одновременной генерации в обоих резонаторах. Интенсивности волн генерации для первых двух стационарных решений могут

быть определены из системы (5) при условии $X = 0$ или $Y = 0$. Соответственно решения выразятся как

$$\begin{cases} X(0) = 0, \\ Y(0) = P(0) \frac{1 - \exp[(R_x \cos \theta_3 - \gamma_2 l) / \cos \theta_1]}{\exp R_y - 1} \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_3}; \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} X(0) = P(0) \frac{1 - \exp[(R_x \cos \theta_2 - \gamma_1 l) / \cos \theta_1]}{\exp R_x - 1} \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2}, \\ Y(0) = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Что касается решения, описывающего одновременную стационарную генерацию обеих волн, то оно может быть определено численно. Для этого нужно задать потери R_x и значение $X(0)/P(0)$, лежащее в интервале между нулем и величиной, определяемой из (10). Интегрируя систему (5) численно, путем подбора значения $Y(0)/P(0)$ достигаем соответствия $X(l)/X(0) = \exp R_x$. Значение R_y определяем как $R_y = \ln [Y(l)/Y(0)]$. В результате получаем стационарные значения $X(0)$ и $Y(0)$, соответствующие уровням потерь R_x и R_y .

Расчет по (1) и (2), проведенный для этих решений в описываемом случае, показывает, что одновременная стационарная генерация неустойчива: в одном из резонаторов генерация затухает, а в другом интенсивность волны достигает уровня, заданного выражением (9) или (10).

Таким образом, при соотношении $\gamma_2 > \gamma_1 + \gamma_3$ система связанных кольцевых резонаторов обладает свойством оптической бистабильности, а именно активной бистабильностью [8, 9]. При определенном соотношении между потерями (внутри области с границами, заданными (7) и (8)) в ней могут быть реализованы два устойчивых состояния — стационарные генерации в первом или во втором резонаторе. Инжекцией внешнего сигнала внутрь резонаторов возможно осуществить переключение состояний, что будет рассмотрено в следующем разделе.

Нелинейная динамика. Моделирование динамики рассматриваемой системы осуществлялось путем численного решения систем уравнений (1) и (2) совместно с уравнениями, описывающими оптическую обратную связь:

$$A_2(0) = (1 - r^2)^{1/2} A_2' + r t_1 A_2(l) + s A_1(0), \quad (11)$$

$$A_3(0) = (1 - r^2)^{1/2} A_3' + r t_2 A_3(l) + s A_1(0),$$

где A_2 и A_3 — амплитуды инжектируемого извне излучения в первый и второй резонаторы; t_1 и t_2 — соответственно пропускание резонаторов по амплитуде; r — амплитудный коэффициент отражения входного зеркала. Весьма существ-

венным является учет рассеяния в кристалле, задаваемого коэффициентом s (рассеяние принимается одинаковым для обоих каналов). Для анализа нами были выбраны два наиболее интересных случая.

Первый случай соответствует режиму оптической бистабильности. Для этого были взяты следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \gamma_1 = \gamma_3 = 1,2; \gamma_2 = 3,6; \\ \tau_i/w = 1; s = 10^{-4}; \\ r = 0,9; t_1 = 0,5; t_2 = 0,07. \end{aligned}$$

Численный анализ показал, что два стационарных состояния реализуются только при малых значениях рассеяния (при расчете $< 10^{-3}$). При большем рассеянии реализуется генерация либо в одном из каналов, либо в обоих каналах одновременно (аналогично рассмотренному выше случаю $\gamma_1 + \gamma_3 > \gamma_2$). Результаты расчета кинетики системы при последовательном ее переключении

внешними сигналами интенсивностью $|A_{23}|^2 = 1$ и длительностью $\approx 0,5\tau_i/w$ показаны на рис. 3. (Здесь a, b — кинетика интенсивности сигналов и накачки (с) на выходе фоторефрактивного кристалла при переключениях системы в режиме оптической бистабильности.) Следует отметить, что длительность переходного процесса может быть существенно уменьшена при увеличении длительности или интенсивности внешнего сигнала. Инжекция внешних сигналов осуществляется в моменты времени, указанные стрелками.

Во втором случае для расчета выбирались следующие значения констант связи: $\gamma_1 = \gamma_2 = 1,2; \gamma_3 = 0$. Расчет показывает, что при этом после воздействия внешних сигналов система длительное время сохраняет состояние генерации (соотношение интенсивностей генерационных волн), навязанное внешними сигналами. Наиболее достоверное воспроизведение характеристик сигнальных волн осуществляется при незначительном истощении накачки. Наличие рассеяния приводит к постепенному искажению соотношений сигнальных пучков, однако при $s = 10^{-4}$ время памяти составляет $\approx 1000\tau_i/w$ при допустимых искажениях $\leq 10\%$.

В заключение отметим, что исследованные в работе эффекты конкуренции оптических сигналов в кольцевых резонаторах с общим голографическим усилителем на фоторефрактивном кристалле дают возможность хранить и преобразовывать оптическую информацию одновременно в большом числе каналов, определяемом угловой селективностью объемных голограмм. Реализация в рассмотренной системе оптической бистабильности позволит исключить влияние собственных шумов системы на полезные оптические сигналы.

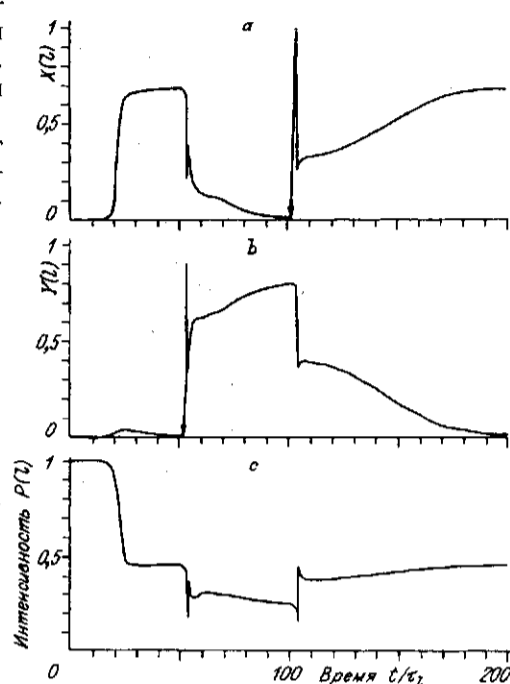


Рис. 3

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan T. N. C. Optically bistable devices: the basic components of all-optical systems? // *Opt. Eng.*—1980.—19, N 4.—P. 463.
2. Abraham E., Smith S. D. Optical bistability and related devices // *Rep. Prog. Phys.*—1982.—45, N 8.—P. 815.
3. Felber F. S., Marburger J. H. Theory of nonresonant multistable optical devices // *Appl. Phys. Lett.*—1976.—28, N 5.—P. 731.
4. Soffer B. H., Dunning G. J., Owechko Y., Marom E. Associative holographic memory with feedback using phase-conjugate mirrors // *Opt. Lett.*—1986.—11, N 2.—P. 118.
5. *Photorefractive Materials and their Applications* /Ed. P. Günter, J.-P. Huignard.—Berlin: Springer-Verlag, 1989.—V. 61.
6. Tschudi T., Herden A., Goltz J. et al. Image amplification by two- and four-wave mixing in BaTiO₃ photorefractive crystals // *IEEE J. Quant. Electron.*—1986.—QE-22, N 7.—P. 1493.
7. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // *УФН.*—1979.—129, вып. 1.
8. Казанцев А. П., Раутиан С. Г., Сурдутович Г. И. Теория газового лазера с нелинейным поглощением // *ЖЭТФ.*—1968.—54, вып. 5.
9. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света.—М.: Мир, 1988.

Поступило в редакцию 16 июня 1989 г.

УДК 621.378 : 681.33

Л. А. Борыняк, П. М. Меднис

(Новосибирск)

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ

Рассмотрен новый способ измерения длины волны излучения, а также новый метод контроля линейных размеров объектов. Точность измерения длины волны не выходит за пределы известных методов и носит, скорее, методический характер. Контроль линейных размеров объектов основан на относительно чувствительной связи между продольным изменением положения экрана и изменением ширины щели или диаметра отверстия. Так, при микронном изменении поперечных размеров продольное изменение — порядка миллиметра.

1. При исследовании дифракции света на основе дифракционного интеграла Френеля — Кирхгофа рассматриваются два предельных случая — дифракция Фраунгофера и дифракция Френеля. В первом случае зависимость фазы волны от радиуса-вектора, определяющего положение элементарного вторичного источника света, линейна. В случае дифракции Френеля разложение фазы обычно обрывается на членах второй степени [1]. В экспериментальной оптике чаще используется простой случай дифракции Фраунгофера. Дифракция Френеля рассматривается в основном в учебной литературе с точки зрения зонной теории [2, 3]. Интересен случай, когда в геометрических пределах отверстия укладывается более одной зоны Френеля. Тогда дифракционная картина наиболее четко просматривается также в геометрических пределах отверстия. Если число зон Френеля невелико, то просматривается также дифракция света вне пределов отверстия, которая при сужении отверстия переходит в дифракцию Фраунгофера. В связи с этим возникает проблема классификации наблюдаемой дифракционной картины. Видимо, было бы удобнее определить дифракцию Френеля по наблюдаемой дифракционной картине в геометрических пределах отверстия, а дифракцию Фраунгофера по дифракции, наблюдаемой вне геометрических пределов отверстия. Конечно, ряд оговорок приходится подразумевать и в этом случае.