

УДК 621.373:535.8

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РОТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ В СИСТЕМЕ С ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Н. А. Воронцов, А. В. Ларичев, В. И. Шмальгаузен

Обсуждается новый класс нелинейных оптических систем, в которых реализованы крупномасштабные поперечные взаимодействия. Экспериментально и методами численного моделирования исследована динамика вращающихся световых полей. Обнаружено гистерезисное поведение структур. Экспериментальные результаты сопоставлены с теорией ротационной неустойчивости.

Крупномасштабные поперечные взаимодействия когерентных световых полей, впервые экспериментально реализованные в нелинейных оптических системах с двумерной обратной связью, приводят к удивительно многообразному кругу явлений: процессам образования и разрушения пространственно-временных структур светового поля, оптическому хаосу, сложным нелинейным взаимодействиям автоволн и т. д. [1 - 3]. Для последовательного анализа этого класса явлений необходимо выделить наиболее простые, базовые модели, учитывающие основные механизмы взаимодействий. Такой моделью является ротационная неустойчивость светового поля, развивающаяся в пределах сравнительно узкого кольцевого слоя (одномерный ревербератор).

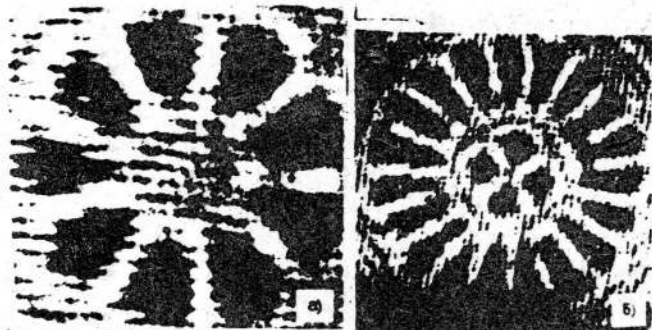


Рис. 1. Различные типы оптических ревербераторов: распределение интенсивности в поперечном сечении пучка для кольцевых зон различного радиуса (r):

а) $r_1 = 3,8$ мм, $\Delta = 40^\circ$; б) $r_1 = 1,2$ мм, $r_2 = 6,3$ мм, $\Delta = 42^\circ$.

Ротационная неустойчивость проявляется в том, что в поперечном сечении пучка в пределах узкого кольца радиуса r_0 развиваются

вращающиеся структуры, имеющие различное число лепестков (рис. 1). Скорость и направление вращения структур зависит от угла поворота поля в контуре обратной связи. В [3] описана теория ротационной неустойчивости; в настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований этого явления, а также данные, полученные в результате численного моделирования. Обнаружено новое явление - гистерезисное поведение вращающихся структур, возникающее при изменении угла поворота поля в контуре обратной связи.

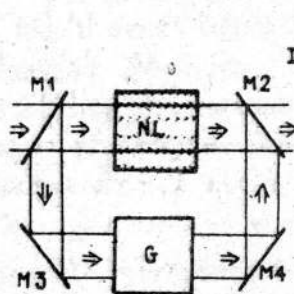


Рис. 2.

Рис. 2. Пассивный нелинейный кольцевой резонатор.

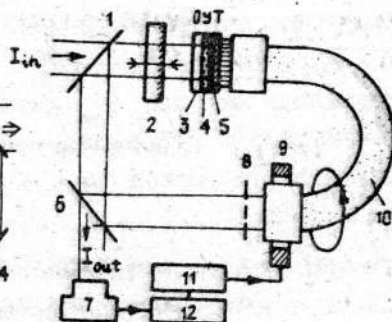


Рис. 3.

Рис. 3. Схема экспериментальной установки:

- 1, 6 - светоделительные пластины, 2 - полупрозрачное зеркало, 3 - слой жидкого кристалла, 4 - диэлектрическое зеркало, 5 - фотопроводник, 7 - телекамера, 8 - амплитудная маска, 9 - управляемое от ЭВМ поворотное устройство, 10 - волоконный световод, 11 - микроЭВМ "Электроника МС 1201", 12 - устройство ввода изображений в ЭВМ.

Принципиальная схема оптической системы, в которой реализуется одномерная ротационная неустойчивость, показана на рис. 2. В пассивном нелинейном кольцевом резонаторе, образованном светоделителями $M1$ и $M2$ и зеркалами $M3$, $M4$, расположен оптический элемент G , осуществляющий поворот поля вокруг оптической оси системы. В контуре обратной связи расположена амплитудная маска M с функцией пропускания

$$T(x, y) = \begin{cases} 1, & r_0 < (x^2 + y^2)^{1/2} < r_0 + \delta \\ 0, & \text{в остальной области} \end{cases} \quad (1)$$

Амплитудная маска перекрывает пучок всюду, кроме узкого кольца радиуса r_0 ($\delta \ll r_0$).

Обозначим через $u(r, \theta, t) = lkn(r, \theta, t)$ нелинейную модуляцию фазы в тонком слое среды NL с керровской нелинейностью ($k = 2\pi/\lambda$, l - протяженность слоя, $n(r, \theta, t)$ - показатель преломления, r, θ - полярные координаты в плоскости, перпендикулярной оптической оси

системы). В пределах кольца координату r можно считать фиксированной: $r = r_0$. Для нелинейной фазовой модуляции $u(\theta, t) = u(r_0, \theta, t)$ в однопроходовом приближении имеет место следующее уравнение:

$$\tau \frac{\partial u}{\partial t} + u = d^{\circ} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + K(1 + \gamma \cos[u(\theta + \Delta, t) + \varphi_0]), \quad (2)$$

где τ - время нелинейного отклика среды, $d^{\circ} = d/r_0^2$ - эффективный коэффициент диффузии, учитывающий локальную связь полей в поперечном сечении пучка, $K = I_{in} k n_2 l (1 - R)$ - параметр нелинейности, R - коэффициент отражения зеркал, I_{in} интенсивность входного поля, n_2 - коэффициент нелинейной рефракции, γ - параметр, зависящий от коэффициентов отражения зеркал ($0 < \gamma < 1$), Δ - угол поворота поля в контуре обратной связи.

Прототипом пассивного нелинейного резонатора, изображенного на рис. 2, является нелинейный интерферометр Физо с оптической обратной связью, который и был реализован в эксперименте (рис. 3).

В качестве нелинейной среды, осуществляющей фазовую модуляцию света, был использован оптически управляемый жидкокристаллический транспарант (ЖК ОУТ) [4]. Световое поле ($\lambda = 0,63$ мкм), отраженное от делительной пластины 2, интерферировало с волной, прошедшей через слой ЖК и отраженной от диэлектрического зеркала 4 транспаранта. Интерференционная картина поступала в контур обратной связи, содержащий маску 8 и ориентированный волоконный световод 10. Входная апертура световода составляла 18 мм. Один конец световода мог вращаться вокруг оптической оси системы при помощи управляемого от ЭВМ поворотного устройства 9. Угол поворота мог варьироваться в пределах $0 - 180^{\circ}$ с шагом $0,12^{\circ}$. Второй конец световода с помощью эмерсионной жидкости соединялся с фотопроводником транспаранта (5).

Динамические процессы в такой системе, как и в случае пассивного кольцевого резонатора, описываются уравнением (2) [1], однако реализовать такую систему значительно проще. В рассматриваемом случае d - коэффициент диффузии носителей заряда в фотопроводнике, n_2 - параметр, определяющий нелинейную модуляцию фазы света, отраженного от транспаранта, γ - "видимость" интерференционной картины. Изменяя управляющее напряжение, приложенное к транспаранту, можно было менять коэффициент n_2 . Радиус кольцевой маски M варьировался в пределах 1 - 5 мм, что позволяло в широких пределах изменять эффективный коэффициент диффузии d° , входящий в уравнение (2).

Согласно теоретическим оценкам, при увеличении интенсивности входного поля I_{in} в кольцевом слое можно ожидать возникновения вращающихся многолепестковых структур. Вблизи границы потери устойчивости угловая частота вращения структуры с пространственным периодом m определяется следующим выражением:

$$\omega_m = \lambda \sin(m\Delta), \quad \lambda = -K\gamma \sin(\bar{u} + \varphi_0), \quad (3)$$

где \bar{u} - некоторые стационарные значения фазы.

Экспериментальное подтверждение получили следующие основные характеристики явления, вытекающие из приведенного в [1, 3] теоретического анализа:

1. Ротационная неустойчивость имеет пороговый характер и развивается при значениях $K > K_{кр}$, где $K_{кр} = K_{кр}(\Delta, m, d^*)$ - пороговое значение коэффициента нелинейности, зависящее от угла поворота поля Δ , пространственного периода структуры m и коэффициента диффузии d^* . С увеличением d^* (в экспериментах - с уменьшением радиуса кольца r_0) порог возбуждения возрастает. На рис. 1 приведены фотографии структур, возникающих в пределах кольцевых зон различного радиуса. Хорошо видно, что с увеличением радиуса r_0 преобладают структуры с большим числом лепестков.

2. Угол Δ_m , при котором структура с пространственным периодом m неподвижна, определяется из условия $\sin(m\Delta_m) = 0$, т.е. $\Delta_m = \pi m + 2\pi l/m$, $l = 0, 1, \dots$

3. При изменении угла поворота Δ относительно точки Δ_m структура начинает вращаться, причем с увеличением расстройки $|\Delta - \Delta_m|$ скорость вращения возрастала до некоторого значения ω_0 . Далее происходит переход к структуре, имеющей другой пространственный период и вращающейся в противоположную сторону.

Для более детального анализа явления были проведены непосредственные измерения угловых скоростей вращения структур ω для масок с различными значениями радиусов r_0 .

На рис. 4 приведена экспериментальная зависимость угловой скорости вращения ω от угла поворота поля при изменении Δ в пределах от 48 до 78° . В этом интервале возникают вращающиеся структуры с различным числом лепестков m ($m = 13, 12, 11, 10$). Максимальная скорость вращения наблюдается у структуры, имеющей 10 лепестков. Хорошо заметны резкие переходы между структурами, сопровождающиеся изменением направления вращения. Так, при увеличении угла поворота Δ вблизи $\Delta = 72,5^\circ$ всего на $0,1^\circ$ происходит переход от структуры с 11 лепестками, вращающейся по часовой стрелке со скоростью около 6 рад/с, к структуре с 10 лепестками, вращающейся в противоположном

направлении.

Показанные на рис. 4 экспериментальные зависимости не могут быть описаны формулой (3), которая имеет место лишь вблизи границы области устойчивости и получена из анализа устойчивости уравнения (2) по первому приближению [1, 3]. Обращает на себя внимание следующий факт: с увеличением пространственного периода структуры максимальная скорость вращения возрастает.

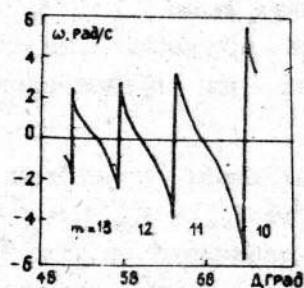


Рис. 4.

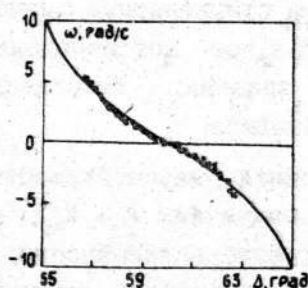


Рис. 5.

Рис. 4. Экспериментальная зависимость угловой скорости вращения структуры от угла поворота поля в контуре обратной связи.

Рис. 5. Сравнение экспериментальной зависимости $\omega(\Delta)$ с теоретической, рассчитанной по формуле (5) (сплошная кривая) для структуры с периодом $m = 9$ ($r_0 = 3,8$ мм).

Для определения зависимости $\omega(\Delta)$, согласующейся с полученными экспериментальными результатами, решение уравнения (2) искали в виде гармонической волны

$$u(\theta, t) = A \cos(\omega t + m\theta) + \bar{u}, \quad (4)$$

где \bar{u} - стационарный фазовый сдвиг, A - амплитуда вращающейся структуры. Подставляя автомодельное решение (4) в уравнение (1) и ограничиваясь учетом лишь гармонических составляющих на частоте ω , несложно получить следующее выражение для угловой скорости вращения структуры с пространственным периодом m :

$$\omega = [1 + (d/r_0^2)m^2] \text{tg}(\Delta m) / \tau. \quad (5)$$

Используя выражение (5), по экспериментальным данным можно определить значения коэффициента диффузии d и времени релаксации τ . Для этого достаточно измерить угловую скорость ω для структур с различным пространственным периодом m при фиксированном радиусе маски r_0 . Коэффициент диффузии d и время релаксации τ можно определить из соотношений, непосредственно следующих из (5):

$$d = \frac{\nu_n \operatorname{tg}(\Delta_n m) - \nu_m \operatorname{tg}(\Delta_n n)}{r^2 (n^2 \nu_n \operatorname{tg}(\Delta_n n) - m^2 \nu_m \operatorname{tg}(\Delta_n m))} \quad (6)$$

$$\tau = \frac{(1 + m^2 d / r^2) \operatorname{tg}(\Delta_n m)}{\nu_m} \quad (7)$$

Δ_m , Δ_n - углы поворота поля в цепи обратной связи для структур с пространственным периодом m и n , ν_m , ν_n - соответствующие угловые скорости.

Из расчетов по формулам (6), (7) для экспериментальных данных, приведенных на рис. 5, получены следующие значения коэффициентов d и τ : $d = (2,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} \text{ мм}^2$, $\tau = 0,12 \pm 0,01 \text{ с}$. Определив коэффициенты d и τ , можно непосредственно сравнить теоретические и экспериментальные зависимости частоты вращения ν от угла поворота Δ . Приведенные на рис. 5 данные свидетельствуют о неплохом их совпадении (экспериментальная погрешность составляет 5%).

I, отн. ед.

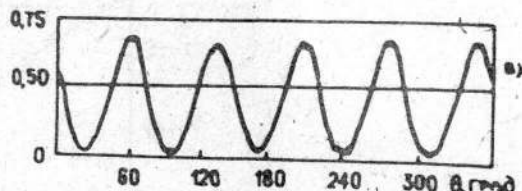
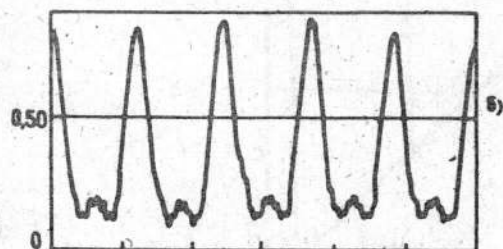
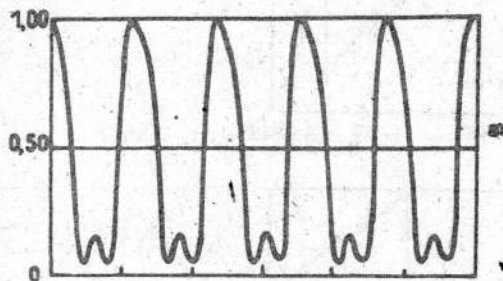


Рис. 6. Мгновенное значение интенсивности поля в пределах узкого кольца при развитой ротационной неустойчивости:

- а) - численное моделирование, б) - экспериментальная зависимость ($m = 5$, $\Delta = 36,5^\circ$), в) - интенсивность вблизи границы перехода к структуре с пространственным периодом $m = 4$.

Обратимся к анализу формы вращающейся волны. В эксперименте имелась возможность измерять интенсивность поля $I(\theta, t)$ в контуре

обратной связи, т.е. зависимость $I(\theta, t) = c[1 + \gamma \cos(u(\theta, t) + \varphi_0)]$, где c - некоторая константа (рис. 6).

В точках, удаленных от границ перехода между структурами с различным числом лепестков, например, при $\Delta = \Delta_n$ (Δ_n - углы, при которых структуры неподвижны), мгновенное распределение интенсивности по углу $I(\theta, t)$ не является гармоническим (рис. 6а, б). Вблизи области перехода между структурами амплитуда $u(\theta, t)$ мала, поэтому зависимость $I(r, t)$ близка к гармонической (рис. 6в). Численный эксперимент показывает, что автомодельное решение (2) хорошо описывает поведение системы при различных значениях Δ . Обогащение спектра $I(\theta, t)$ вблизи углов $\Delta = \Delta_n$ происходит в основном за счет увеличения амплитуды волны.

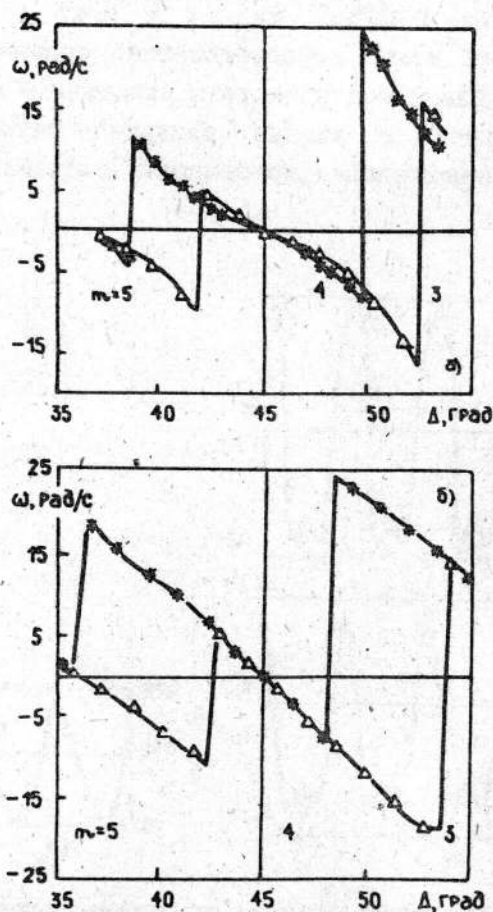


Рис. 7. Гистерезисное поведение скорости вращения одномерного ревербератора:

а) - эксперимент б) - результат численного моделирования

процесса при $K = 1,9$, $d^* = 0,01$, $\gamma = 0,9$; кривая (Δ) получена при увеличении угла поворота поля в контуре обратной связи, (\circ) при его уменьшении.

Рассмотрим новый для нелинейной динамики световых полей эффект - гистерезис структур. Экспериментально было обнаружено, что при изменении угла поворота поля переход к структуре с другим пространственным периодом зависит от предыстории процесса, т.е. от направления поворота поля. На рис. 7а приведена экспериментальная зависимость $\psi(\Delta)$ для вращающихся структур с пространственными периодами $m = 3, 4, 5$. Как видно из приведенных графиков, при увеличении угла Δ переход от структуры с $m = 5$ к структуре с $m = 4$ происходит при угле $\Delta = \Delta_{5-4} = 42^\circ$, переход к структуре с пространственным периодом $m = 3$ - при $\Delta = \Delta_{4-3} = 53^\circ$. При изменении Δ в обратном направлении соответствующие значения углов перехода между структурами становятся иными: $\Delta_{3-4} = 49,5^\circ$, $\Delta_{4-5} = 38,5^\circ$.

Численное исследование поведения решения уравнения (2) при изменении направления угла поворота поля Δ (рис. 7б) хорошо согласуется с приведенными на рис. 7а экспериментальными данными.

В области гистерезиса переход между структурами легко инициировать внешним световым полем. Причем, как показало численное моделирование, система оказалась весьма чувствительной к виду функции $u_0(\theta) = u(\theta, t = 0)$, задающей начальные условия. Наличие в спектре этой функции частот, кратных или равных пространственному периоду одной из структур в области гистерезиса, вызывало возникновение такой структуры.

Проведенные экспериментальные исследования одномерной ротационной неустойчивости - простейшего типа крупномасштабных поперечных взаимодействий в нелинейных системах с оптической обратной связью - показали, что даже в этом, наиболее простом случае процессы образования и эволюции структур имеют сложный характер.

Хорошее совпадение экспериментальных результатов с численным исследованием нелинейного уравнения (2) свидетельствует о том, что построенная модель в целом правильно описывает поведение системы и может быть использована для исследования широкого класса процессов в нелинейных системах с двумерной обратной связью.

Обнаруженный в экспериментах гистерезис структур расширяет представление о нелинейной динамике оптических систем. Это явление может найти и практические применения, прежде всего в задачах обработки информации. Переходы между структурами с различным пространственным периодом имеют более простой аналог - пространственный гистерезис в бистабильных оптических системах, возможные применения которого в схемах оптических компьютеров

активно обсуждаются в последнее время [5].

В заключение выражаем благодарность С. А. Ахматову за полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов М. А., Корябин А. В., Шмальгаузен В. И. Управляемые оптические системы. - М.: Наука, 1988.
2. Ахманов С. А., Воронцов М. А., Иванов В. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 12. С. 611.
3. Vorontsov M.A., Ivanov V.Yu., Shmalhauzen V.I. Laser Optics of Condensed Matter. - N.Y.: Plenum Press, 1988. P. 507.
4. Васильев А. А., Компанец И. Н., Кассасент Д., Парфенов А. В. Пространственные модуляторы света. - М.: Радио и связь, 1987.
5. Gibbs N.M. Optical bistability: Controlling Light with Light. - N.Y.: Academic Press, 1985.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
13 декабря 1989 г.

EXPERIMENTAL STUDY OF ROTATORY INSTABILITY IN TO THE SYSTEM WITH OPTICAL FEEDBACK

Vorontsov M.A., Larichev A.V., Shmal'gausen V.I.

New class of nonlinear optical system with large scale transversal interactions is discussed. Dynamics of rotating field was investigated experimentally and by numerical simulation. Hysteresis behavior of the structures was detected. Experimental results were compared with the theory of rotatory instability.