



## ТРОЙКА КЕРРОВСКИХ СРЕД В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ: ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА БИФУРКАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ

*А.Л. Магазинников, Б.Н. Пойзнер, К.О. Сабденов, А.М. Тимохин*

В качестве математической модели процессов структурообразования в трехкомпонентном нелинейном интерферометре Физо служат три обыкновенных дифференциальных уравнения с нелинейностью в виде косинуса от неизвестной функции. Анализ их на устойчивость показал существование при сильной нелинейности большого количества стационарных устойчивых и неустойчивых состояний. Найденные численными методами показатели Ляпунова свидетельствуют о существовании в системе различных типов движения, включая динамический хаос. Продемонстрирована возможность управления нелинейной динамикой изучаемой системы за счет выбора трех начальных условий и параметров нелинейности.

### Введение

Данная статья посвящена исследованию бифуркаций в динамической системе с трехмерным фазовым пространством – в интерферометре Физо, содержащем три нелинейные среды, поля в которых взаимосвязаны. В поперечном сечении лазерного пучка в интерферометре возможно образование структур [1]. Такое исследование представляет интерес, *во-первых*, в связи с тем, что интерферометр оказывается способным к хаотической динамике, подобно модели Лоренца, Ресслера и др. Вместе с тем, благодаря наличию регулярного режима структурообразования данная модель, как справедливо отмечают авторы статьи [2], дает относительно редкую возможность в полной мере применить математический аппарат теории бифуркаций. Это делает ее ценной и в методическом отношении. *Во-вторых*, кольцевой интерферометр привлекателен в связи с построением модели кольцевых нейронных систем [3,4], созданием устройств оптической обработки информации и адаптивной оптики [1,5]. А это требует знания особенностей его бифуркационного поведения и предполагает определение способов управления нелинейной динамикой структурообразования.

Компьютерное моделирование показало, что в зависимости от значения параметров лазерного излучения и/или нелинейных сред возможно несколько вариантов динамического поведения системы. Среди них отмечен «непериодический» режим, который в [6] не был идентифицирован. Протекание процессов в подобном режиме было также описано в [7]. Авторы отметили, что при высокой нелинейности поперечная динамика структур может носить сложный характер, который выражается в обилии экстремумов функции динамического центрального момента второго порядка.

Исходя из вышесказанного, целесообразно исследовать влияние параметров нелинейного интерферометра Физо на возможность возникновения определенного типа динамики.

## 1. Физическая и математическая модели

Рассмотрим оптическую схему интерферометра Физо с параллельным расположением керровских сред (рис. 1), параметры которых в общем случае различны.

Наиболее простая динамика нелинейной фазовой модуляции в трехкомпонентном интерферометре Физо описывается – в приближении одного прохода световыми волнами по кольцевому интерферометру – системой уравнений [6]

$$\tau du_j(t)/dt + u_j(t) = K[1 + \gamma[\cos(u_i(t) + \varphi_0)]], \quad (1)$$

$j=1,2,3; i=2,3,1$ . Здесь  $u_j$  – фазовый набег в  $j$ -м канале,  $\tau$  – время релаксации,  $K$  – параметр нелинейности,  $\varphi_0$  – невозмущенный фазовый набег,  $\gamma$  – контрастность. Параметры  $\tau, K, \gamma, \varphi_0$  зависят от условий проведения экспериментов и физических свойств элементов интерферометра. Их физический смысл и явный вид приведены в работах [1,6]. В системе (1) все  $u_j$  положительны [6].

Ниже постоянный фазовый набег  $\varphi_0$  полагаем равным нулю, что экспериментально легко реализовать. Это позволяет уменьшить число параметров исследуемой системы уравнений (1), не лишая ее способности моделировать основные физические процессы в интерферометре Физо: от элементарного стационарного состояния до динамического хаоса.

Ясно, что система (1), ввиду наличия второго члена в левой части равенства, описывающего релаксацию, является диссипативной. Численное значение  $K$  определяет степень взаимодействия волн в керровских средах.

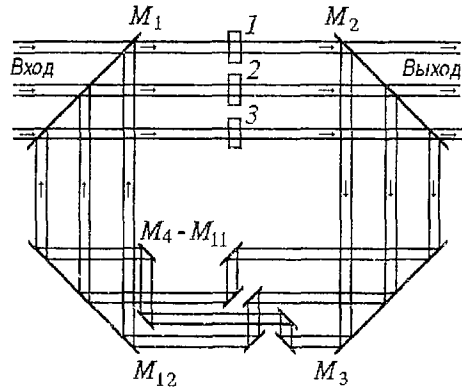


Рис. 1. Нелинейный интерферометр Физо, содержащий три нелинейные среды 1, 2, 3.  $M_1-M_{12}$  – зеркала ( $M_1, M_2$  – полупрозрачные зеркала). Стрелками показаны направления хода лучей

## 2. Стационарные точки (решения) и их устойчивость

Для детального исследования динамики оптических волн в простейшем трехкомпонентном нелинейном интерферометре Физо найдем стационарные решения  $u_{j*}$  системы (1) из следующих уравнений:

$$u_{1*} = K(1 + \gamma \cos u_{2*}), \quad u_{2*} = K(1 + \gamma \cos u_{3*}), \quad u_{3*} = K(1 + \gamma \cos u_{1*}). \quad (2)$$

Эта система, как и (1), является инвариантной относительно циклической перестановки переменных  $u_{1*}, u_{2*}, u_{3*}$  ( $u_1, u_2, u_3$ ). Поэтому, если  $u_1, u_2, u_3$  принять за оси ортогональной системы координат, то корни (2) будут располагаться или в трех эквивалентных друг другу секторах или на прямой  $B$  – биссектрисе трехгранного угла, образованного положительными осями координат  $u_1, u_2, u_3$ . Иначе говоря, система (2) генерирует точечную группу  $C_3$  вращений вокруг прямой  $B$  с углами  $\alpha$  поворотов  $0, 2\pi/3, 4\pi/3$  и непрерывную группу вращений в противном случае. Поэтому для полного анализа решений (1) и (2), не принадлежащих прямой  $B$ ,

достаточно рассмотреть (1) и (2) в одном из трех указанных секторов. Решения же, принадлежащие  $B$ , легко получаются из (1) и (2) заменой переменных  $u_j$  в правых частях на соответствующие из левой части равенств. То есть корни (2), принадлежащие  $B$ , находятся из решения

$$u_* = K(1 + \gamma \cos u_*), \quad (3)$$

где  $u_* = u_{1*} = u_{2*} = u_{3*}$ .

Уравнения (2) решались численно методом дихотомии с предварительным отделением корней. В качестве примера результаты при  $\gamma=0.9$ ,  $K=3$  приведены в таблице. В каждом из вышеуказанных секторов находится по две стационарные точки: соответственно под номерами 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6.

Таблица

№	$u_{1*}$	$u_{2*}$	$u_{3*}$
1	0.745	3.724	4.984
2	3.724	4.984	0.745
3	4.984	0.745	3.724
4	0.985	2.413	4.493
5	2.413	4.493	0.985
6	4.493	0.985	2.413
7	1.964	1.964	1.964

Таким образом, при указанных значениях  $\gamma$  и  $K$  существуют только семь стационарных решений. С ростом  $\gamma$  и  $K$  число стационарных точек быстро возрастает. Например, при  $\gamma=0.9$  и  $K=7$  число решений (2) составляет 71, среди которых пять являются также решениями (3).

Исследование устойчивости (1) стационарных решений (2) в линейном приближении приводит к рассмотрению уравнений

$$\begin{aligned} \tau d\varepsilon_1(t)/dt + \varepsilon_1(t) + \varepsilon_2(t)K\gamma \sin u_{2*} &= 0, \\ \tau d\varepsilon_2(t)/dt + \varepsilon_2(t) + \varepsilon_3(t)K\gamma \sin u_{3*} &= 0, \\ \tau d\varepsilon_3(t)/dt + \varepsilon_3(t) + \varepsilon_1(t)K\gamma \sin u_{1*} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\varepsilon_j = u_j - u_{j*} \ll 1$ .

Характеристическое уравнение системы (4)

$$(\tau\lambda + 1)^3 + (K\gamma)^3 a = 0, \quad \text{где } a = \sin u_{1*} \sin u_{2*} \sin u_{3*},$$

имеет один вещественный и два комплексно сопряженных корня

$$1) \tau\lambda_n = -1 + \exp(i\pi(2n+1)/3)K\gamma a^{1/3}, \quad \text{если } a > 0, \quad (5)$$

$$2) \tau\lambda_n = -1 + \exp(i\pi 2n/3)K\gamma |a|^{1/3}, \quad \text{если } a < 0, \quad (6)$$

$i \equiv (-1)^{1/2}$ ,  $n = 0, 1, 2$ .

В первом случае стационарная точка  $(u_{1*}, u_{2*}, u_{3*})$  неустойчива, если  $-1 + 1/2 K\gamma a^{1/3} > 0$ , а во втором случае она неустойчива, если  $1 + K\gamma |a|^{1/3} > 0$ .

Заметим, что при разных  $K_j$  и  $\gamma_j$  в (1) приведенные результаты не меняются. В указанных выше неравенствах и формулах (5) и (6) необходимо только произвести замену

$$K \rightarrow (K_1 K_2 K_3)^{1/3}, \quad \gamma \rightarrow (\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3)^{1/3}.$$

Расчеты показали, что с ростом  $K$  расстояния между стационарными точками и отношение чисел устойчивых и неустойчивых точек уменьшаются. Тем не менее можно найти такое сколь угодно большое  $K$ , при котором существует, по крайней мере, одна устойчивая точка (лежащая на прямой  $\bar{B}$ ). Это следует из частного решения (3)

$$u_* = \pi k \text{ при } K = \pi k / [1 + (-1)^k \gamma], \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Соответственно показатели Ляпунова имеют вид

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = -1/\tau.$$

В контексте управления нелинейной динамикой процессов в интерферометре нас интересует поведение решения дифференциальных уравнений (1) в зависимости от значения параметров  $K, \gamma$  и начальных условий. Поэтому были построены бифуркационные диаграммы системы (1), численное решение которой производилось методом Рунге – Кутты четвертого порядка.

### 3. Особенности бифуркационных диаграмм

Обозначим  $\lambda_*$  наибольшие реальные части (5) и (6)

$$\lambda_* = -1 + 1/2 K \gamma a^{1/3} \text{ при } a > 0$$

$$\lambda_* = -1 + K \gamma |a|^{1/3} \text{ при } a < 0.$$

На бифуркационной диаграмме (рис. 2) жирными линиями отмечены стационарные состояния, для которых  $\lambda_* < 0$ . Анализ устойчивости и численное моделирование процессов показывают, что с точки зрения типов нелинейной динамики интервал значений выбранного бифуркационного параметра  $K$  от 0 до 3.8 можно разделить на 5 областей, обозначенных на рис. 2 цифрами I – V. Дадим краткую характеристику динамики в каждой из областей. В области I решение стремится к стационарной точке  $u_{1*} = u_{2*} = u_{3*}$  при любых начальных условиях, символически показанных стрелками, оканчивающихся на жирной линии. В областях II и IV вследствие отсутствия устойчивых стационарных состояний реализуется предельный цикл независимо от начальных условий  $u_{j0}$ . В области III возможны два различных типа динамики в зависимости от начальных условий. Если начальные условия таковы, что  $u_{10}$

лежит ниже линии A, но выше линии B, или в символическом обозначении

$$B < u_{10} < A, \quad C < u_{20} < B, \quad 0 < u_{30} < D,$$

либо

$$B < u_{20} < A, \quad C < u_{30} < B, \quad 0 < u_{10} < D,$$

либо

$$B < u_{30} < A, \quad C < u_{10} < B, \quad 0 < u_{20} < D,$$

то решение системы дифференциальных уравнений стремится с течением времени к соответствующим устойчивым стационарным точкам. Если же хотя бы одно из трех начальных условий не попадает в указанные выше интервалы, то решение выходит на предельный цикл. В приведенной выше таблице точки 1...3 являются устойчивыми, остальные – неустойчивыми.

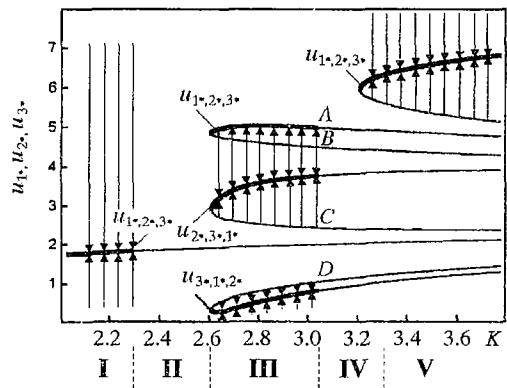


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма: зависимость стационарных значений  $u_{1*}, u_{2*}, u_{3*}$  от коэффициента нелинейности  $K$ . Жирным показаны устойчивые состояния. Стрелками отмечены области притяжения устойчивых стационарных состояний

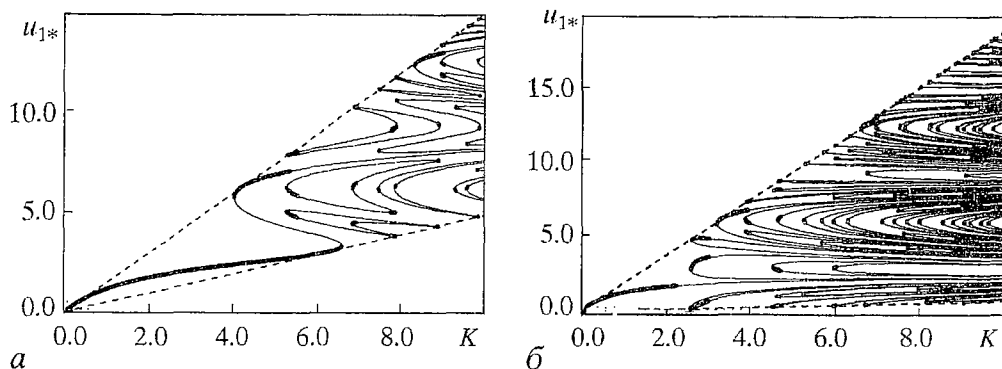


Рис. 3. Бифуркационная диаграмма стационарных состояний при  $\gamma=0.5$  (а),  $\gamma=0.9$  (б). Показана зависимость величины стационарного фазового набега  $u_{1*}$  от коэффициента нелинейности  $K$ . Жирным отмечены устойчивые состояния

Имитация контролируемого воздействия (уменьшения либо увеличения интенсивности входного лазерного излучения) путем кратковременного изменения параметра нелинейности  $K$  до значений, выходящих за границы области III, может вызывать переход от стационарной точки к предельному циклу. Тем самым демонстрируется возможность управления нелинейной динамикой интерферометра Физо (например, путем ослабления входного излучения).

Если в области V все начальные условия  $u_{j0}$  лежат на участке, занятом стрелками, то имеет место стационарная устойчивая точка. В противном случае формируется предельный цикл.

Каково же влияние нелинейности  $K$ , видности  $\gamma$  на строение бифуркационной диаграммы? Ответ на этот вопрос можно найти на рис. 3, где представлены бифуркационные диаграммы в интервале  $0 < K < 10$ , соответствующие значениям  $\gamma=0.5$  и  $\gamma=0.9$  (рис. 2 является фрагментом рис. 3, б при  $2 < K < 3.8$ ). Из сравнения рис. 3, а, б видно, что с ростом параметров  $K$  и  $\gamma$  количество стационарных состояний значительно возрастает, а интервал между ними сокращается. Верхняя и нижняя границы области существования решений, обозначенные пунктиром, подчиняются, соответственно, следующим уравнениям:

$$u_{1*} = K(1 + \gamma), \quad u_{1*} = K(1 - \gamma).$$

Отрицательные значения  $\lambda_*$  обеспечивают устойчивость стационарных состояний, шумы, неизбежные в реальных оптических системах, могут вызывать неуправляемые уходы оптической системы из данных областей. При этом не исключен переход и к хаотической динамике. Напомним, что коэффициент нелинейности  $K$  пропорционален интенсивности лазерного излучения, а величины  $u_{j0}$  — это начальные фазовые набегы излучения в  $j$ -м канале.

#### 4. Идентификация режимов динамики

Фазовое пространство (1) является сжимающимся

$$\partial/\partial u_1 (du_1/dt) + \partial/\partial u_2 (du_2/dt) + \partial/\partial u_3 (du_3/dt) = -3/\tau < 0. \quad (7)$$

Это необходимое, но недостаточное условие существования в динамической системе странного аттрактора [8–10].

Возможность возникновения непериодических режимов при сильных нелинейностях в модели трехкомпонентного интерферометра Физо отмечалась еще в работе [6]. Однако идентификации его не было сделано. Структура

бифуркационной диаграммы на рис. 3, б, для которой характерно обилие неустойчивых состояний, наводит на предположение о возможности существования динамического хаоса. Чтобы выяснить такую возможность, предпринято исследование глобальных показателей Ляпунова в зависимости от величины  $K$ . Выбран классический способ их вычисления, описанный в [8,9].

Ниже приводятся результаты компьютерного моделирования и анализ типа динамики процессов в трехкомпонентном оптическом интерферометре Физо в зависимости от величины  $K$ . Фазовые портреты системы (1), построенные на плоскости  $(u_1, u_2)$ , где величина  $K$  составляет 3, 7, 9 и 14, изображены на рис. 4. Поведение показателей Ляпунова во времени показано на рис. 5. (рис. 5, а соответствует рис. 4, а и т.д.). Как видно, область  $K \geq 2.3$  можно разбить на две с существенно различными поведением решений (1).

**Случай относительно малых нелинейностей:  $2.3 \leq K \leq 8.4$ .** Моделирование показало, что имеет место регулярная динамика фазового набег  $u_j$  в каждой из сред. Из сравнения портретов на рис. 4, а, б видно, что рост нелинейности в каждой из трех сред, помещенных в интерферометр, усложняет характер динамики системы в целом, создавая процесс, напоминающий бифуркацию удвоения периода (см. рис. 4, б).

**Случай относительно больших нелинейностей:  $K > 8.4$ .** Согласно данным моделирования, при переходе через граничное значение коэффициента нелинейности  $K=8.4$  динамика системы (1) утрачивает цикличность и приобретает непериодический характер. Фазовые портреты, построенные при  $K=9$  и  $K=14$ , показаны на рис. 4, в, г. Для выяснения типа найденных аттракторов изучалось поведение характеристических показателей Ляпунова. Установлено, что фазовым портретам на рис. 4, в, г соответствуют следующие наборы ляпуновских

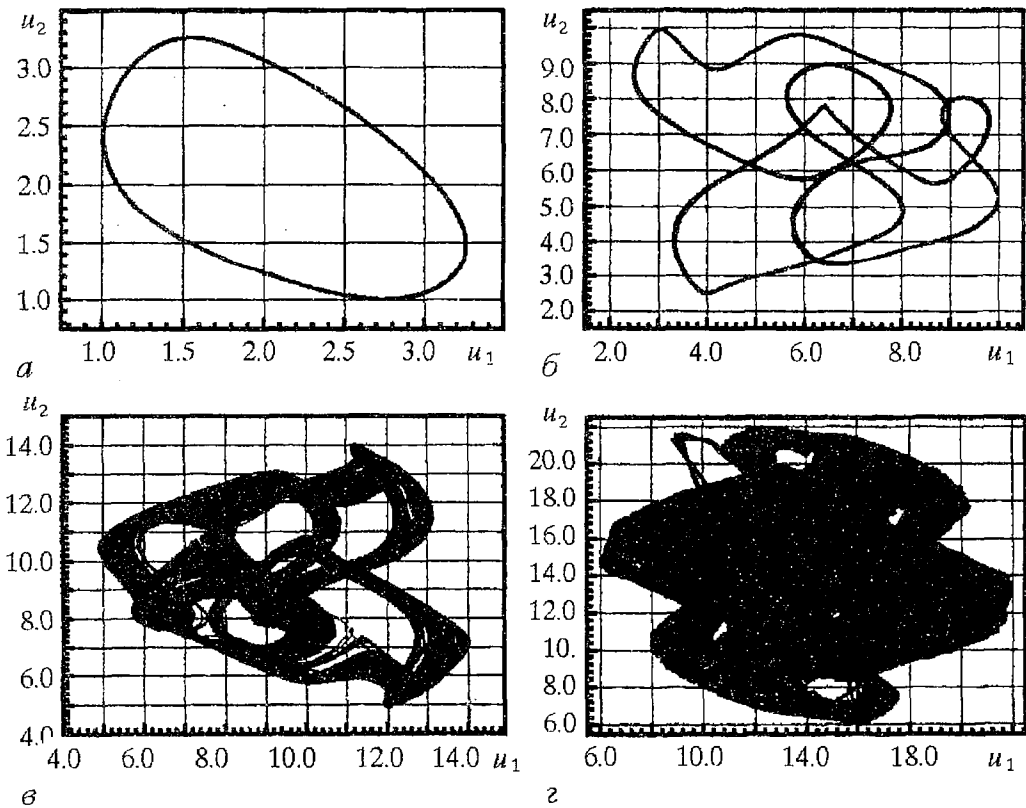


Рис. 4. Проекция фазовых портретов на плоскость  $(u_1, u_2)$  для системы трех дифференциальных уравнений (1) при  $\gamma=0.9$  и различных  $K$ : а - 3, б - 7, в - 9, г - 14

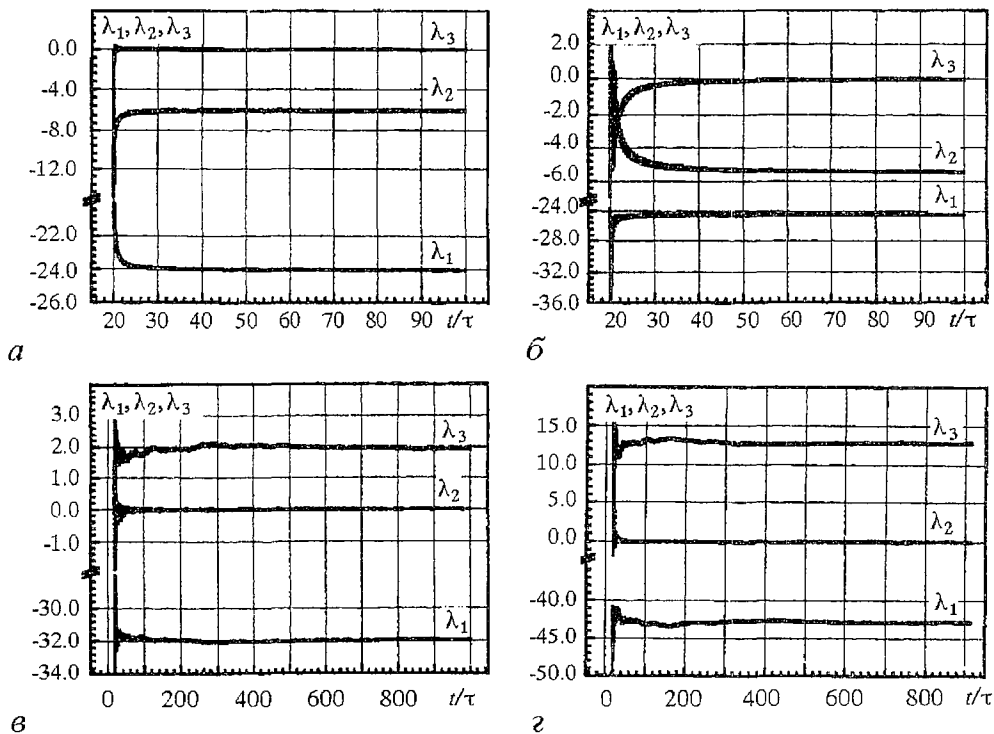


Рис. 5. Расчет изменения показателей Ляпунова  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  во времени при  $\gamma=0.9$  и различных  $K$ :  $a - 3, б - 7, в - 9, г - 14$

показателей:  $(\lambda_1=-31.95, \lambda_2=0.00, \lambda_3=1.96)$ ;  $(\lambda_1=-42.87, \lambda_2=0.00, \lambda_3=12.81)$ . Согласно классификации аттракторов динамических систем с трехмерным фазовым пространством [10], упорядоченному набору показателей Ляпунова  $(\lambda_1 < 0, \lambda_2 = 0, \lambda_3 > 0)$  соответствует странный аттрактор – притягивающее множество в фазовом пространстве, при движении в котором фазовые траектории не замыкаются. Такой тип движения динамической системы, не поддающийся точному предсказанию, называется динамическим, или детерминированным, хаосом. Для сравнения были подсчитаны показатели Ляпунова для случая, изображенного на рис. 4,  $a, б$ . Они составили соответственно:  $(\lambda_1=-24.05, \lambda_2=-5.95, \lambda_3=0.00)$  и  $(\lambda_1=-24.49, \lambda_2=-5.45, \lambda_3=0.00)$ , что соответствует аттрактору типа предельный цикл [10].

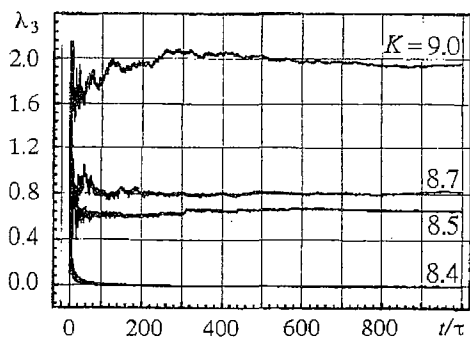


Рис. 6. Изменение максимального показателя Ляпунова  $\lambda_3$  во времени при разных значениях коэффициента нелинейности  $K$

Согласно (7) фазовое пространство сжимается равномерно, что должно приводить при  $t \rightarrow \infty$  к постоянным значениям показателей Ляпунова. Слабые нерегулярности  $\lambda_3$  на рис. 6 объясняются конечностью времени интегрирования. Таким образом, в динамической системе (интерферометре Физо, содержащем три связанных нелинейных среды), описываемой уравнениями (1), значение коэффициента  $K=8.4$  (при  $\gamma=0.9$ ) является границей, отделяющей регулярное поведение от режима динамического хаоса. Данный факт иллюстрирует рис. 6, где

изображена динамика изменения во времени максимального характеристического показателя Ляпунова  $\lambda_3$  при различных  $K$ . При  $K > 8.4$  показатель становится положительным.

Хаотическое поведение также обнаружено в (аналогичной изученной здесь) модели интерферометра Физо, содержащего четыре и более нелинейных компонент.

### Заключение

В статье рассмотрена математическая модель простейшей нелинейной динамики фазовой модуляции световой волны в трехкомпонентном интерферометре Физо. Исследование ее на устойчивость путем определения знака показателей Ляпунова в окрестности стационарных решений и построенные бифуркационные диаграммы демонстрируют обилие устойчивых и неустойчивых стационарных состояний. Это обилие отличает изученную математическую модель трехкомпонентного интерферометра Физо от модели Лоренца, для которой, как известно [11], существуют только две неустойчивые стационарные точки. Сходство же заключается в наличии симметрии в моделях.

Анализ строения бифуркационных диаграмм убеждает в том, что возможно управление нелинейной динамикой этой оптической системы посредством изменения как параметра нелинейности, так и начальных распределений фазовых набегов. Рассчитанные известным способом характеристические показатели Ляпунова позволили идентифицировать «непериодическое» движение, обнаруженное в ходе моделирования данной системы [6], как динамический хаос.

Возрастание числа неустойчивых состояний с ростом нелинейности не исключает возможности появления устойчивых стационарных состояний, однако размер их областей притяжения сокращается. С учетом этого, а также того, что в реальных оптических системах проявляются флуктуации интенсивности и фазы лазерного излучения и возможны неконтролируемые внешние воздействия, естественно предположить, что реализация устойчивых состояний при больших параметрах нелинейности маловероятна и типичной для системы будет хаотическая динамика.

Найден ряд интервалов значений параметра нелинейности, внутри которых возможно регулярное поведение системы. Тем самым модель интерферометра Физо поставлена в ряд с другими нелинейными системами, в которых возникновение диссипативных структур того или иного вида возможно лишь в строго определенных пределах фактора неравновесности [12]. Иначе говоря, процесс самоорганизации в нелинейном интерферометре Физо возможен в строго определенных границах параметра нелинейности, определяемого интенсивностью лазерного излучения.

*Работа выполнена при частичной поддержке фонда ISSEP (грант № d98–253).*

### Библиографический список

1. Новые физические принципы оптической обработки информации / Под ред. С.А. Ахманова, М.А. Воронцова. М.: Наука, 1990. С. 263.
2. Баланов А.Г., Вадивасова Т.Е., Постнов Д.Э., Сосновцева О. В. Бифуркация синхронизации хаоса в осцилляторе Ресслера с гармоническим воздействием // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1997. Т. 5, № 5. С. 31.
3. Воронцов М.А., Разгулин А.В. Свойства глобального аттрактора нелинейной оптической системы с нелокальными связями // Радиотехника. 1995, № 3. С. 67.



4. Каценко С.А., Майоров В.В., Мышкин И.Ю. Волновые образования в кольцевых нейронных системах // Математическое моделирование. 1997. Т. 9, № 3. С. 29.

5. Larichev A.V., Nikolaev I.P. and Chulichkov A.L. Spatiotemporal period doubling in a nonlinear interferometer with distributed optical feedback // Opt. Lett. 1996. Vol. 21, № 15. P. 1180.

6. Аршинов А.И., Мударисов Р.Р., Пойзнер Б.Н. Тройка керровских сред в кольцевом интерферометре: роль неидентичности // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1995. Т.3, № 1. С. 20.

7. Аршинов А.И., Мударисов Р.Р., Пойзнер Б.Н. Поперечная динамика лазерного пучка в нелинейной оптической системе с двумерной обратной связью: интерпретация результатов моделирования // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1995. Т.3, № 6. С. 100.

8. Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984. С. 310.

9. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987. С. 227.

10. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. М.: Наука, 1990. С. 134.

11. Мун Ф. Хаотические колебания. М.: Мир, 1990. С. 40.

12. Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Потанов А.Б. Нестационарные структуры, динамический хаос, клеточные автоматы // Новое в синергетике. Загадки мира неравновесных структур. М.: Наука, 1996. С.95.

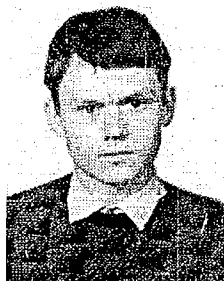
Томский государственный  
университет

Поступила в редакцию 23.06.98  
после переработки 19.10.98

### THREE KERR MEDIA IN NONLINEAR FIZEAU INTERFEROMETER: FACTORS EFFECTING ON BIFURCATION BEHAVIOUR

*A.L. Magazinnikov, B.N. Poizner, K.O. Sabdenov, A.M. Timokhin*

Optical formation processes in Fizeau interferometer containing three nonlinear media are defined by three ordinary differential equations involving nonlinearities of the function  $\cos$ -form. Stability analysis of equations stationary decisions under strong nonlinearities disclosed the presence of many stationary stable and unstable states. Liapunov's exponents found by numerical methods proved that different motion types (including dynamical chaos) exist in the optical system. Possibility of the Fizeau interferometer nonlinear dynamics control by means of three initial conditions and nonlinear parameters choice is shown.



*Магазинников Антон Леонидович* – родился в 1974 году в Томске. Окончил с отличием радиофизический факультет ТГУ (1997). В настоящее время является аспирантом кафедры квантовой электроники и фотоники ТГУ. Области научных интересов: оптическая синергетика, моделирование процессов оптического формообразования. Автор 4 работ по данной тематике.



*Пойзнер Борис Николаевич* – родился в Томске (1941), окончил радиофизический факультет Томского государственного университета. Защитил кандидатскую диссертацию по теории колебаний и волн (1970), доцент кафедры квантовой электроники и фотоники ТГУ, читает лекции по нелинейной оптике, физике, физике лазеров, принципам управления лазерным излучением, основам синергетики. Область научных интересов: квантовая электроника, применение нелинейной динамики в оптике и материаловедении, прикладная наукометрия, культурологическая теория образования. Имеет много статей по указанной тематике. Инициатор подготовки и редактор семи библиографических указателей (в том числе «Синергетика и сопредельные науки», «Университетское образование и его социальная роль», «Интеллигенция в российском обществе и университете», «Психика и интеллект обучаемого»). Действительный член Всероссийского общества библиофилов.



*Сабденов Каныш Орақбаевич* – родился в 1964 году. Окончил физико-технический факультет Томского государственного университета (1990). Аспирант кафедры математической физики ТГУ. Автор 13 статей по гидродинамике, механике многофазных сред, физике горения и прикладным вопросам теории фракталов. Стипендиат Президента России и фонда Сороса, действительный член Нью-Йоркской Академии наук.



*Тимохин Анатолий Михайлович* – родился в 1940 году. Окончил механико-математический факультет Томского государственного университета (1962). Старший преподаватель кафедры математической физики ТГУ. Автор 30 научных статей, опубликованных в отечественной и зарубежной печати. Область научных интересов: физика горения и взрыва, математическая физика, численные методы, электрохимия, нелинейная физика.