

Фазовая динамика излучения в хаотических режимах генерации твердотельного кольцевого лазера

Л.А.Котомцева **, Н.В.Кравцов *, Е.Г.Ларионцев *, С.Н.Чекина *

Теоретически и экспериментально исследована фазовая динамика излучения твердотельного кольцевого лазера (ТКЛ) с периодической модуляцией накачки, работающего в режиме динамического хаоса. В результате проведенных исследований установлено, что в режиме синхронного динамического хаоса оптические фазы встречных волн изменяются на π в промежутке между двумя соседними импульсами хаотического излучения. Показано, что спонтанное излучение оказывает существенное влияние на хаотическую динамику интенсивностей встречных волн, но практически не влияет на фазовую динамику ТКЛ.

Ключевые слова: кольцевой лазер, фазовая динамика, динамический хаос.

1. Введение

Исследования динамического хаоса в лазерах ведутся уже около трех десятилетий и не только позволяют лучше понять общие закономерности хаотической динамики широкого класса нелинейных систем, но и имеют большое прикладное значение. В настоящее время значительное внимание уделяется изучению процессов синхронизации динамического хаоса в связанных [1–4] и кольцевых [5–7] твердотельных лазерах. Были исследованы режимы идентичного синхронного хаоса [1, 2, 5], обобщенной синхронизации [6] и фазовой синхронизации [7–10]. Эти исследования уже находят практическое применение при оптической передаче информации [11].

Несомненный интерес представляет исследование возможности использования хаотических режимов генерации для повышения чувствительности при регистрации оптических невзаимностей с помощью кольцевых лазеров. В этом случае целесообразно использовать информацию не только о динамике интенсивностей встречных волн, но и об их оптических фазах.

Изучение фазовой динамики хаотического лазерного излучения представляет также фундаментальный интерес для анализа общих проблем фазовой синхронизации хаотических колебаний (см., напр., [12–14]). Следует отметить, что теоретические исследования в этой области в настоящее время еще не дают однозначных предсказаний особенностей фазовой динамики для конкретных нелинейных систем.

Исследования фазовой динамики в хаотических режимах генерации кольцевых чип-лазеров проводились в [7, 15]. В работе [7] на основе анализа результатов численного моделирования режимов генерации кольцевого твердотельного лазера (ТКЛ) была предсказана возмож-

ность существования в таком лазере режима синхронного хаоса, в котором имеют место регулярные скачки оптических фаз в промежутках между соседними хаотическими пачками генерации. О первом экспериментальном наблюдении таких скачков разности оптических фаз встречных волн в кольцевом чип-лазере сообщалось в работе [15].

Целью настоящей работы является более детальное теоретическое и экспериментальное исследование режима синхронного хаоса, сопровождающегося регулярными скачками разности фаз встречных волн.

2. Регистрация фазовой динамики в режиме динамического хаоса

Регистрация эволюции оптических фаз нестационарного лазерного излучения может проводиться при оптическом гетеродинамировании с использованием внешнего опорного сигнала. Именно таким способом изучалась фазовая динамика газового кольцевого лазера на $^{15}\text{NH}_3$, возбуждаемого излучением CO_2 -лазера [16].

Для исследования фазовой динамики кольцевых лазеров может применяться и интерференционная методика, успешно реализованная в работе [15]. При ее использовании информацию о фазовой динамике содержит сигнал фотосмещения встречных волн E_1 и E_2 :

$$E_{\text{pm}} = E_1 + E_2. \quad (1)$$

Поскольку поляризации встречных волн в общем случае неидентичны, целесообразно в каждой из волн выделить одинаковые (например, линейные) поляризационные составляющие. Интенсивность сигнала фотосмещения встречных волн в этом случае можно представить в виде

$$I_{\text{pm}} = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \varphi, \quad (2)$$

где $I_{1,2}$ – интенсивности выделенных компонент излучения встречных волн, имеющих одинаковую поляризацию; φ – разность оптических фаз интерферирующих волн.

*НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

**Институт физики НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 70

Отметим, что использование фотосмещения встречных волн кольцевого лазера для исследования фазовой динамики является более предпочтительным (по сравнению с использованием внешнего гетеродина), поскольку корреляция технических флуктуаций интенсивностей и фаз встречных волн, имеющая место в кольцевом лазере, обеспечивает большую стабильность сигнала фотосмещения. Именно такая методика и применялась в настоящей работе для регистрации скачков разности оптических фаз встречных волн в режимах синхронного хаоса в ТКЛ.

3. Эксперимент

Исследования проводились на моноблочном ТКЛ на YAG: Nd³⁺ с полупроводниковой накачкой. Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Чип-лазер представлял собой кристаллический моноблок со сферической входной поверхностью и тремя гранями полного внутреннего отражения. Геометрический периметр резонатора составлял 2.6 см, а угол неплоскостности резонатора – 80°. Возбуждение лазера проводилось полупроводниковым излучателем мощностью 250 мВт. Модуляция мощности накачки осуществлялась на частоте $f_m < 200$ кГц, глубина модуляции h варьировалась от нуля до 100%. В отсутствие модуляции накачки лазер работал в автомодуляционном режиме первого рода. Частота автомодуляции $f_a = 230$ кГц, частота релаксационных колебаний $f_r = 65$ кГц при превышении мощности накачки над порогом 0.12.

В лазере в зависимости от частоты и глубины модуляции накачки возникали различные режимы генерации (периодические и квазипериодические, а также режимы динамического хаоса). В случае динамического хаоса возможно возбуждение как синхронных режимов (т.е. режимов с идентичными временными характеристиками встречных волн), так и несинхронных режимов генерации. С точки зрения исследования общих закономерностей фазовой динамики нелинейных систем наибольший интерес представляет режим синхронного хаоса [5, 7, 15]. В результате проведенных экспериментов нами было установлено, что указанный режим существует в ограниченной области глубин модуляции мощности накачки $h_{\min} < h < h_{\max}$, причем границы этой области зависят

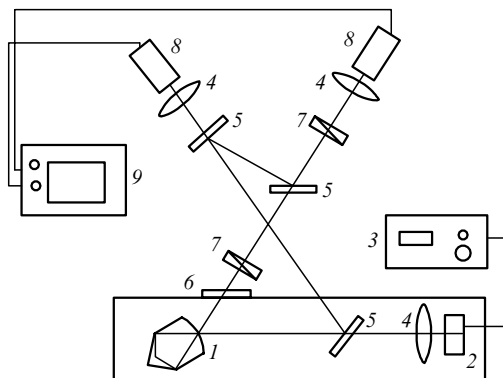


Рис.1. Схема установки:

1 – лазерный моноблок; 2 – диодный лазер накачки; 3 – блок модуляции излучения накачки; 4 – фокусирующие линзы; 5 – делительные зеркала; 6 – фильтр ИКС-6; 7 – поляризаторы; 8 – приемники излучения ЛФД; 9 – электронный осциллограф АСК 31-51.

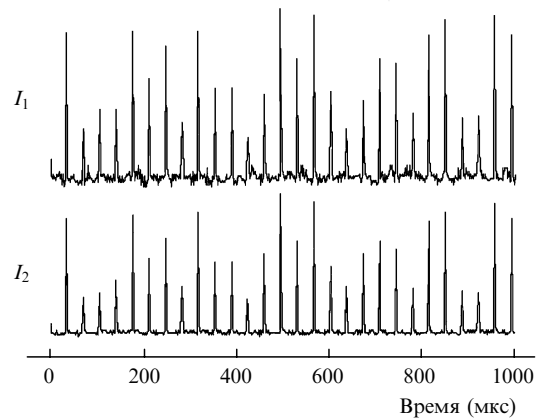


Рис.2. Осциллограммы излучения встречных волн I_1 и I_2 в режиме синхронного хаоса при частоте модуляции $f_m = 29$ кГц, глубине модуляции $h = 65\%$, превышении накачки над порогом в отсутствие модуляции $\eta_0 = 0.12$ и частоте автомодуляции $f_a = 230$ кГц.

от частоты модуляции. Отметим, что для $f_m = 29$ кГц область существования синхронного хаоса оказывается наиболее широкой.

Рассмотрим основные экспериментальные результаты, полученные в режиме синхронного динамического хаоса при частоте модуляции накачки $f_m = 29$ кГц и глубине модуляции $h = 65\%$. Осциллограммы интенсивности излучения встречных волн на выходе чип-лазера на временном интервале 1100 мкс показаны на рис.2. Видно, что в исследуемом режиме интенсивности встречных волн имеют идентичную хаотическую модуляцию.

Для исследования фазовой динамики использовались более быстрые развертки. На рис.3 приведены характерные осциллограммы интенсивностей встречных волн I_1 и I_2 сигнала фотосмещения I_{pm} , свидетельствующие о наличии скачков разности оптических фаз в промежутках между соседними хаотическими импульсами. Видно, что в сигнале I_{pm} присутствуют импульсы двух типов. Пиковая интенсивность импульсов первого типа примерно в четыре раза превышает пиковую интенсивность интерферирующих волн. Импульсы второго типа имеют очень малую интенсивность. Это свидетельствует о том, что сложение оптических колебаний во встречных импульсах первого типа происходит в фазе, а для импульсов второго типа – в противофазе. При этом синфазные и противофазные импульсы в процессе генерации регулярно

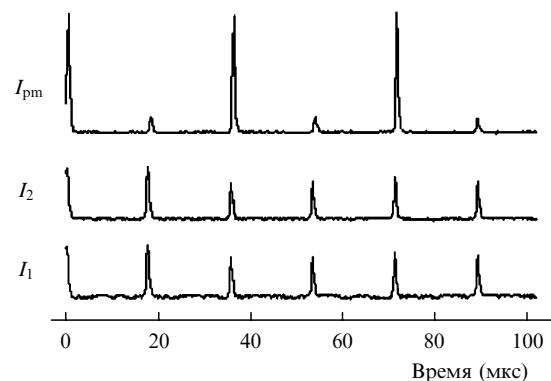


Рис.3. Осциллограммы излучения встречных волн I_1 и I_2 в режиме синхронного хаоса и сигнала фотосмещения I_{pm} в случае скачков оптических фаз при $f_m = 29$ кГц, $h = 65\%$, $\eta_0 = 0.12$ и $f_a = 230$ кГц.

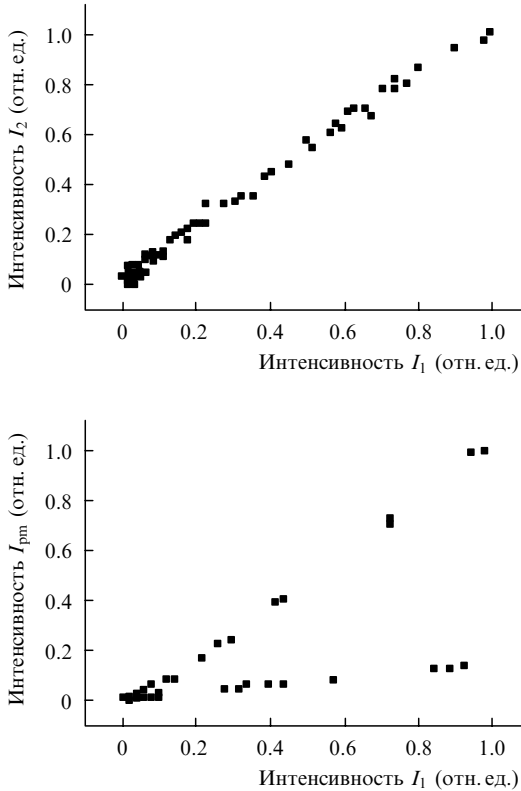


Рис.4. Проекция фазовых портретов на плоскости I_1, I_2 и I_{pm}, I_1 при $f_m = 29$ кГц, $h = 65\%$, $\eta_0 = 0.12$, $f_a = 230$ кГц (эксперимент).

чередуются. На рис.4 приведены проекции фазовых портретов на плоскости I_1, I_2 и I_{pm}, I_1 . Заметим, что в последнем случае фазовый портрет состоит из двух прямых линий $I_{pm} = 4I_1$ и $I_{pm} \approx 0$, что также подтверждает наличие периодических скачков разности фаз.

Из полученных результатов следует, что в промежутке между соседними хаотическими импульсами разность оптических колебаний встречных волн кольцевого чип-лазера скачком изменяется на π .

4. Фазовая динамика в режиме синхронного хаоса (численное моделирование)

В работе [7] при исследовании фазовой динамики использовалась упрощенная модель ТКЛ, в которой пренебрегалось рядом факторов, способных, в принципе, влиять на поведение оптических фаз встречных волн. В этой модели, в частности, не учитывались амплитудно-фазовая связь встречных волн и влияние шумов спонтанного излучения.

В настоящей работе анализ фазовой динамики ТКЛ проведен с использованием более строгой модели ТКЛ. В ней динамика излучения описывается с помощью системы стохастических (ланжевеновских) уравнений с источниками шума, определяемыми квантовыми флуктуациями (т.е. спонтанным излучением в активной среде). Аналогичные уравнения используются, например, при исследовании квантовых флуктуаций излучения ТКЛ в режиме бегущей волны (см., напр., [17]).

Система уравнений, описывающая динамику излучения ТКЛ с учетом амплитудно-фазовой связи встречных волн и квантовых источников шума, имеет следующий вид:

$$\frac{dE_{1,2}}{dt} = -\frac{\omega}{2Q_{1,2}} E_{1,2} + \frac{\sigma L_{ac}}{2T} (N_0 E_{1,2} + N_{\mp} E_{2,1})(1 + i\alpha) + \frac{1}{2} im_{1,2} E_{2,1} + \left(\frac{8\pi\hbar\omega}{V}\right)^{1/2} F_{1,2},$$

$$T_1 \frac{\partial N_0}{\partial t} = N_{th}(1 + \eta) - N_0[1 + a(I_1 + I_2)] - 2a\text{Re}(N_+ E_1 E_2^*), \tag{3}$$

$$T_1 \frac{\partial N_{\pm}}{\partial t} = -N_{\pm}[1 + a(I_1 + I_2)] - aN_0 E_1^* E_2,$$

$$N_- = N_+^*.$$

В этих уравнениях $E_{1,2}$ и $I_{1,2}$ – комплексные амплитуды и интенсивности встречных волн; ω – оптическая частота излучения; N_0 – средняя (по длине резонатора) инверсная населенность; N_{\pm} – амплитуды пространственных гармоник инверсной населенности, наведенных в активной среде в результате насыщения усиления интерферирующими встречными волнами; N_{th} – пороговая инверсная населенность; $T = Ln/c$ – время обхода светом резонатора; n – показатель преломления активной среды; L – периметр кольцевого резонатора; L_{ac} – длина активного элемента; σ – сечение лазерного перехода; a – параметр насыщения активной среды; T_1 – время релаксации инверсной населенности; η – превышение мощности накачки над порогом; $Q_1 = Q_2 = Q$ – добротности резонатора для встречных волн; $m_{1,2}$ – комплексные коэффициенты линейной связи встречных волн; V – объем моды резонатора; $F_{1,2}$ – ланжевеновские источники шумов спонтанного излучения, которые предполагаются δ -коррелированными и определяются следующими корреляционными функциями:

$$\langle F_{1,2}(t)F_{1,2}(t - \tau) \rangle = 0,$$

$$\langle F_{1,2}(t)F_{1,2}^*(t - \tau) \rangle = \frac{1}{2} R_{sp}\delta(\tau), \tag{4}$$

$$\langle F_{1,2}(t)F_{2,1}^*(t - \tau) \rangle = 0,$$

где

$$R_{sp} = \frac{\sigma L_{ac} N_2}{VT} \tag{5}$$

– скорость спонтанного излучения в моду резонатора; $N_2 \approx N_0$ – населенность верхнего лазерного уровня.

Параметр α определяет амплитудно-фазовую связь. Эта связь возникает, например, при наличии сложной структуры линии усиления (что имеет место в лазере на YAG: Nd³⁺, где линия усиления состоит из двух компонент, сдвинутых относительно друг друга [18]). Наличие двух компонент в линии усиления YAG: Nd³⁺ приводит к тому, что даже при генерации в максимуме суммарного контура усиления существует отличная от нуля отстройка частоты генерации относительно центра активного перехода. В случае лазера с однородно-уширенной линией усиления лоренцевской формы выражение для α имеет вид

$$\alpha = \frac{\omega - \omega_0}{\gamma}, \tag{6}$$

где $\omega - \omega_0$ – отстройка частоты генерации от центра линии усиления; γ – полуширина линии.

Приведенная выше система уравнений (3) была использована для анализа фазовой динамики излучения в режиме синхронного динамического хаоса в ТКЛ с периодической модуляцией накачки. В этом случае

$$\eta = \eta_0 + h \cos(\omega_p t), \quad (7)$$

где η_0 – превышение мощности накачки над порогом в отсутствие модуляции; ω_p – циклическая частота модуляции накачки.

При численном решении ланжевеновских уравнений случайные силы $F_{1,2}(t)$ задавались на каждом шаге интегрирования с помощью генератора случайных чисел. Для описания воздействия δ -коррелированных источников шума оказалось удобным дополнить систему (3) еще двумя уравнениями для интенсивностей встречных волн, которые непосредственно учитывают корреляционную функцию (4) источников шума:

$$\begin{aligned} \frac{dI_{1,2}}{dt} = & -\frac{\omega}{Q} I_{1,2} + \frac{\sigma L_{ac}}{T} [N_0 I_{1,2} + \text{Re}(N_{\mp} E_{2,1} E_{1,2}^*)] \\ & + \text{Re}(im_{1,2} E_{2,1} E_{1,2}^*) + \frac{8\pi\hbar\omega}{V} R_{sp} \\ & + \left(\frac{8\pi\hbar\omega}{V}\right)^{1/2} (E_{1,2}^* F_{1,2} + F_{1,2}^* E_{1,2}). \end{aligned} \quad (8)$$

Система уравнений (3), (8) решалась численно. Из (3) находились комплексные амплитуды полей $E_{1,2}$, а из (8) – интенсивности $I_{1,2}$. Эти параметры использовались для определения интенсивности сигнала фотосмещения с помощью формулы

$$I_{pm} = I_1 + I_2 + 2\text{Re}(E_1 E_2^*).$$

Численное моделирование проводилось при параметрах чип-лазера, соответствующих эксперименту: $T_1 = 240$ мкс, $L_{ac} = L = 2.6$ см, $\eta_0 = 0.12$, $f_t = (2\pi)^{-1}[(\omega/Q) \times (\eta_0/T_1)]^{1/2} = 65$ кГц, $m_{1,2}/(2\pi) = 230$ кГц, $0 \leq \alpha \leq 0.5$. В расчетах предполагалось, что коэффициенты связи являются действительными, а частота модуляции накачки $f_m = 29$ кГц.

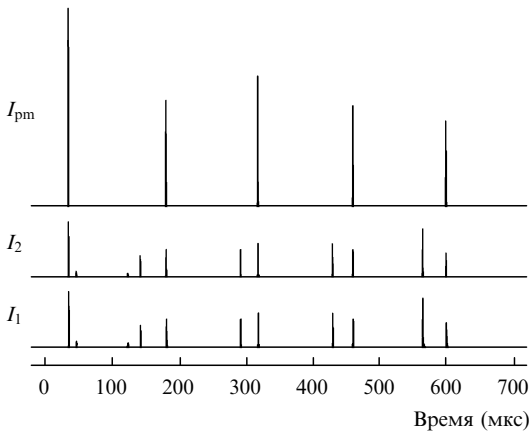


Рис.5. Динамика интенсивностей встречных волн и сигнала фотосмещения (результаты численного моделирования в отсутствие спонтанного излучения) при $f_m = 29$ кГц, $h = 65\%$, $\eta_0 = 0.12$, $f_a = 230$ кГц.

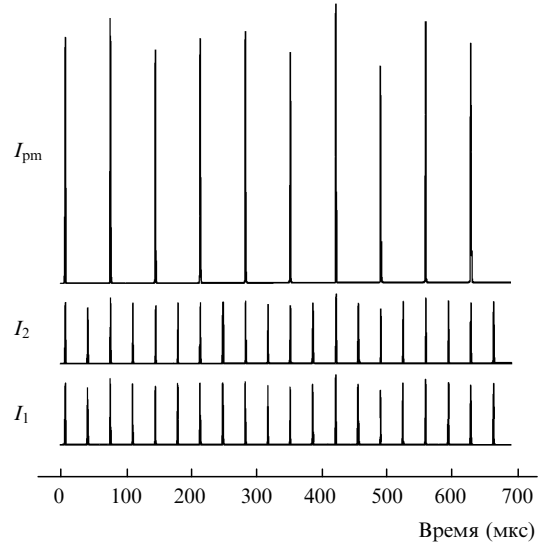


Рис.6. Динамика интенсивностей встречных волн и сигнала фотосмещения (результаты численного моделирования с учетом спонтанного излучения) при $f_m = 29$ кГц, $h = 65\%$, $\eta_0 = 0.12$, $f_a = 230$ кГц.

С целью выяснения влияния спонтанного излучения на фазовую динамику ТКЛ моделирование проводилось как с учетом спонтанного излучения, так и в его отсутствие. Численные эксперименты показали, что спонтанное излучение существенно влияет на динамику интенсивностей встречных волн. Характерная временная структура излучения в отсутствие спонтанного излучения показана на рис.5. Несмотря на то что все расчетные параметры совпадают с экспериментальными (рис.3), динамика излучения, полученная при численном моделировании, существенно отличается от наблюдаемой экспериментально, хотя регулярные скачки разности фаз встречных волн имеют место.

Если же спонтанное излучение учитывалось, то в численных экспериментах при указанных выше параметрах и глубине модуляции накачки, находящейся в диапазоне $25\% < h < 100\%$, наблюдался режим синхронного хаоса, аналогичный полученному экспериментально. На рис.6 показана зависимость от времени интенсивностей встречных волн и сигнала фотосмещения при наличии спонтанного излучения. Видно, что имеют место скачки оптических фаз на π в промежутках между соседними хаотическими импульсами излучения.

Выполненные расчеты показали, что амплитудно-фазовая связь практически не влияет на временную структуру и фазовую динамику излучения при указанных выше значениях параметров ТКЛ, если параметры α и h находятся в следующих областях: $0 \leq \alpha \leq 0.5$ и $25\% < h < 100\%$.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе проведены теоретические и экспериментальные исследования синхронного динамического хаоса во встречных волнах и фазовой динамики излучения встречных волн в неавтономном чип-лазере с полупроводниковой накачкой. Модель двунаправленного ТКЛ, учитывающая влияние шумов спонтанного излучения на динамику генерации, позволяет достаточно хорошо описать временные характеристики кольцевого чип-лазера и его фазовую динамику.

В результате проведенных исследований установлено, что в режиме синхронного динамического хаоса, возникающем в ТКЛ при модуляции мощности накачки, оптические фазы встречных волн изменяются на π в промежутке между двумя соседними импульсами хаотического излучения. Показано, что спонтанное излучение оказывает существенное влияние на хаотическую динамику интенсивностей встречных волн, но практически не влияет на фазовую динамику ТКЛ.

Авторы благодарны Н.И.Наумкину, С.С.Сидорову и В.В.Фирсову за помощь в проведении экспериментов.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 02-02-16391, 02-02-16438 и 02-02-06202) и РФФИ-БРФФИ (грант № 02-02-81006 Бел.2002).

1. Roy R., Thornburg K. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2009 (1994).
2. Sugawara T., Tachikawa M., Tsukamoto T., Shimizu V. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3502 (1994).
3. Thornburg K., Möller M., Roy R., et al. *Phys. Rev. E.*, **55**, 3865 (1997).
4. Ashwin P., Terry J.R., Thornburg K., Roy R. *Phys. Rev. E*, **58**, 7186 (1998).
5. Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 649 (1997).
6. Клименко Д.Н., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **25**, 369 (1998).
7. Lariontsev E. *Optics Express*, **2**, 198 (1998).
8. Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **25**, 405 (1998).
9. Напартович А.П., Сухарев А.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 147 (2001).
10. Ellmer P., Jung C. *Chaos*, **7**, 341 (1997).
11. Wiggeren G.D., Roy R. *Science*, **279**, 1198 (1998).
12. Rosenblum M., Pikovsky A., Kurths J. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1804 (1996).
13. Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. *Int. J. Bifurcation and Chaos*, **10**, 2291 (2000).
14. Josic K., Mar D.J. *Phys. Rev. E*, **64**, 056234 (2001).
15. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Наумкин Н.И., Чекина С.Н., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **32**, 251 (2002).
16. Abraham N.B., Weiss C.O. *Opt. Commun.*, **68**, 437 (1988).
17. *Волновые и флуктуационные процессы в лазерах*. Под ред. Ю.Л.Климонтовича (М.: Наука, 1974).
18. Sekita M., Kimura S. *J. Appl. Phys.*, **54**, 3415 (1983).