

УДК 535.374:621.375.8

РЕЖИМЫ ДИНАМИКИ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ВЫШЕ ВТОРОГО ПОРОГА ГЕНЕРАЦИИ

Д. А. Анчиков, А. А. Кренц, Н. Е. Молевич, А. В. Пахомов

Исследованы процессы образования структур оптического поля в поперечном профиле излучения широкоапертурных лазеров в рамках модели, описываемой системой уравнений Максвелла–Блоха. Рассмотрены основные типы неустойчивостей, проявляющиеся выше второго лазерного порога, и соответствующие им механизмы, определяющие динамику лазера при отрицательной отстройке частоты. Установлены характерные режимы генерации и условия спонтанного формирования поперечных оптических структур.

Ключевые слова: широкоапертурный лазер, поперечные оптические структуры, типы неустойчивостей, спиральные волны.

Процессы образования пространственно-временных структур, также называемые процессами самоорганизации, наблюдались во многих неравновесных пространственно-распределённых системах различной природы. Изучение таких процессов в нелинейной оптике началось лишь в последние десятилетия [1, 2]. При этом одной из основных систем, представляющих интерес для подобных исследований, стал широкоапертурный лазер. Широкоапертурные лазеры характеризуются большими поперечными размерами активной среды (математически это выражается в большом значении числа Френеля), что обуславливает сложную поперечную динамику оптического поля.

В ряде экспериментальных работ было показано, что в лазерах с большим числом Френеля наблюдаются нетривиальные оптические структуры в поперечном сечении выходящего пучка: оптические вихри, автоволны и турбулентность [3–5]. Возможность

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королева (национальный исследовательский университет), 443086, г. Самара, Московское шоссе, 34; e-mail: swadimaz@mail.ru.

Самарский филиал Физического института имени П. Н. Лебедева РАН, 443011, г. Самара, ул. Новосадовая, 221.

спонтанного образования регулярных оптических структур представляет интерес для их использования в таких областях, как оптическая передача и обработка информации, оптическая память, оптическая микроманипуляция [2]. При этом решение задач по управлению поперечным профилем излучения предполагает знание физических механизмов, ответственных за возникновение структур оптического поля. Целью данной работы являлось изучение основных типов неустойчивостей в широкоапертурных лазерах с отрицательной отстройкой частоты, приводящих к спонтанному формированию поперечных оптических структур.

Математическая модель была взята в виде системы уравнений Максвелла–Блоха [6]:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = ia\Delta_{\perp}E + \sigma(P - E), \quad (1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -(1 + i\delta)P + DE, \quad \frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma \left[D - r + \frac{1}{2}(E^*P + EP^*) \right],$$

где E, P, D – безразмерные огибающие электрического поля, поляризации среды и инверсии населённости соответственно; $\gamma = \gamma_{\parallel}/\gamma_{\perp}$ и $\sigma = k/\gamma_{\perp}$, где $\gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$ и k – скорости релаксации поляризации, инверсии населённости и затухания электрического поля соответственно; $\delta = (\omega_{21} - \omega)/\gamma_{\perp}$ – отстройка частоты генерации ω от центральной частоты линии усиления ω_{21} линии усиления активной среды, обезразмеренная на ширину линии; $a = c^2/(2\omega\gamma_{\perp}d^2)$ – дифракционный параметр, где d – ширина апертуры; r – накачка, нормированная на пороговое значение.

Как было показано в работе [7], при превышении порога генерации в системе (1) при отрицательной отстройке частоты устанавливается режим стационарной однородной генерации. Там же был выполнен анализ устойчивости этого режима, позволивший установить порог его неустойчивости (второй порог генерации), и сделан вывод о возможности формирования структур выше второго порога. В настоящей работе для этого решения был проведён бифуркационный анализ с целью определения проявляющихся типов пространственно-временных неустойчивостей. В результате было показано, что реализовываться могут 2 типа неустойчивостей – волновая и неустойчивость Хопфа [8]. Вследствие разного характера развития соответствующих возмущений эти случаи рассматривались отдельно.

В случае волновой неустойчивости прямое численное моделирование показало, что в системе не наблюдается образование сложных упорядоченных структур – рост возмущений приводит лишь к пространственно-временной модуляции однородного профиля (периодической, квазипериодической или хаотической) [9–10].

Для случая неустойчивости Хопфа исследование динамики сводится к анализу устойчивости предельного цикла соответствующей точечной системы относительно пространственно-неоднородных возмущений. Изучение данного предельного цикла удобно проводить, перейдя в системе (1) к квадратичным переменным:

$$I = E \cdot E^* = |E|^2; U = P \cdot P^* = |P|^2; \quad (2)$$

$$V = \frac{1}{2}(EP^* + PE^*); W = \frac{1}{2}i(E^*P - P^*E).$$

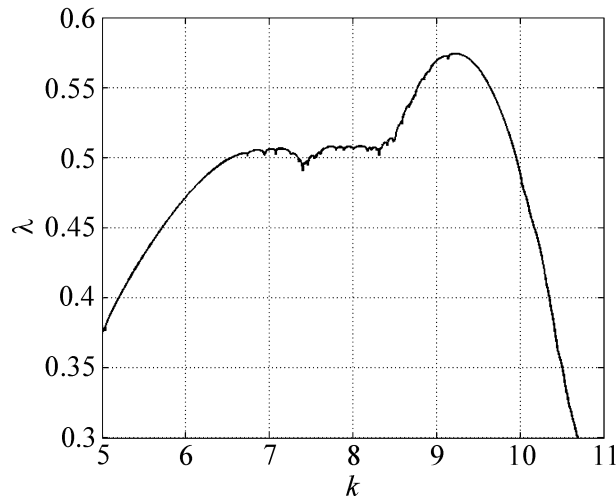


Рис. 1: Фрагмент диаграммы показателей Флоке при значениях параметров $\sigma = 5$, $\gamma = 1$, $\delta = -0.5$, $r = 20$, содержащий неустойчивую моду с наибольшим инкрементом.

Точечная система в переменных (2) имеет устойчивый аттрактор, которому в распределенной модели (1) отвечает генерация пространственно-однородного излучения. Данный аттрактор является предельным циклом, переходящим при изменении параметров в хаотический аттрактор через каскад бифуркаций удвоения. Однако, как было показано, этот же аттрактор в системе (1) имеет непериодическую структуру и представляет собой устойчивый двумерный тор, аналогичным образом претерпевающий каскад бифуркаций удвоения с переходом в хаотический аттрактор [11–13]. Такая сложная структура не позволяет применить для анализа его устойчивости стандартный метод Флоке [14], используемый для предельных циклов. Поэтому в настоящей работе было предложено обобщение данного метода, основанное на исследовании эволюции малого возмущения определенной пространственной моды с проведением ортогонализации по достаточно длинной реализации аттрактора. Этот подход позволил вычислить для

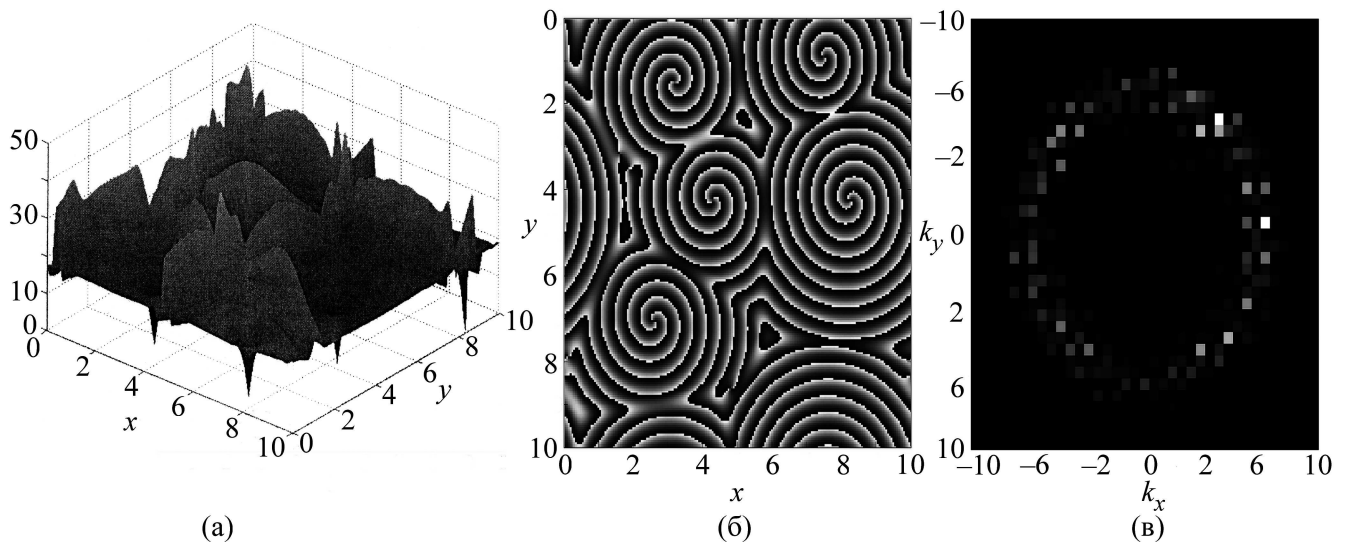


Рис. 2: Оптическое поле излучения при значениях параметров системы $\sigma = 5$, $\gamma = 1$, $\delta = -0.5$, $r = 20$: (а) профиль интенсивности; (б) распределение фазы электрического поля (черный: $-\pi$, белый: π); (в) пространственный спектр электрического поля.

каждого такого возмущения соответствующие ему значения показателей Флоке, по сути, представляющие собой инкременты усиления этих возмущений.

С помощью данной методики для аттрактора были построены диаграммы зависимости показателей Флоке λ от волнового числа возмущения. Непосредственное численное моделирование системы (1) показало хорошее совпадение с результатами анализа Флоке. В отсутствие положительных показателей в системе устанавливается режим пространственно-однородных автоколебаний, то есть распределённая система (1) выходит на аттрактор точечной системы. При этом характер временной зависимости интенсивности на выходе лазера определяется по структуре аттрактора точечной системы в переменных (2). При наличии же положительных показателей Флоке происходит образование неоднородных оптических структур. В последнем случае в лазере наблюдается мультистабильность: наряду с режимами нерегулярной динамики могут реализовываться режимы генерации, сопровождающиеся формированием упорядоченных оптических структур: доменов спиральных волн или модулированной стоячей волны. Было также установлено, что характерные размеры получаемых структур удовлетворительно согласуются с размерами, соответствующими критической моде на диаграмме показателей Флоке. Так, на рис. 1 показана диаграмма показателей Флоке для

$\sigma = 5$, $\gamma = 1$, $\delta = -0.5$, $r = 20$. При этих значениях параметров устанавливается режим генерации спиральных волн; соответствующие стационарный профиль интенсивности и мгновенное распределение фазы электрического поля приведены на рис. 2((а), (б)). В дальнем поле (рис. 2(в)) при этом образуется кольцо, радиусы которого согласуются с волновыми числами неустойчивой моды на рис. 1. Этот результат представляется наиболее значимым, так как позволяет сделать вывод об определяющей роли обнаруженных механизмов развития неустойчивостей в образовании поперечной картины поля.

Таким образом, в работе проведено аналитическое и численное исследование режимов динамики, реализующихся в широкоапертурных лазерах в результате потери устойчивости стационарной генерации. Показано, что в зависимости от типа пространственно-временных неустойчивостей, в системе могут наблюдаться автоволновые структуры, автоколебательные процессы, а также режимы неупорядоченной динамики. Выявлены бифуркационные механизмы, приводящие к различной динамике излучения лазера, которые были подтверждены непосредственным численным моделированием.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 14-02-97030 р_поволжье_а, 14-02-31419 мол_а, НИР № ГР 01201156352, грантами РНФ 14-11-00290, 14-12-00472, 14-22-00111 и грантом Минобрнауки РФ (заявка 1451).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] K. Staliunas and V. J. Sanchez-Morcillo, *Transverse Patterns in Nonlinear Optical Resonators* (Berlin, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003).
- [2] Н. Н. Розанов, *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах* (М., Наука, Физматлит, 1997).
- [3] Y. Chen and Y. Lan, *Appl. Phys. B* **75**, 453 (2002).
- [4] E. Cabrera, O.G. Calderon, S. Melle, et al., *Phys. Rev. A* **73**, 053820 (2006).
- [5] K. Otsuka and S. Chu, *Opt. Lett.* **34**(1), 10 (2009).
- [6] Я. И. Ханин, *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1996).
- [7] P. K. Jacobsen, J. V. Moloney, and A. C. Newell, *Phys. Rev. A* **45**(11), 8129 (1992).
- [8] M. C. Cross, P. C. Hohenberg, *Rev. Mod. Phys.* **65**(3), 851 (1993).
- [9] А. П. Заикин, А. А. Кургузкин, Н. Е. Молевич, *Квантовая электроника* **27**(6), 246 (1999).

- [10] А. П. Заикин, А. А. Кургузкин, Н. Е. Молевич, Квантовая электроника **27**(6), 249 (1999).
- [11] А. А. Кренц, Н. Е. Молевич, Квантовая электроника **39**(8), 751 (2009).
- [12] А. А. Кренц, Н. Е. Молевич, Компьютерная оптика **34**(4), 110 (2010).
- [13] А. А. Кренц, Н. Е. Молевич, Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика № 5, 211 (2010).
- [14] B. Pena and M. Bestehorn, Eur. Phys. J. Special Topics **146**, 301 (2007).

Печатается по материалам III Международной молодежной научной школы-конференции “Современные проблемы физики и технологий”, Москва, МИФИ, апрель 2014 г.

Поступила в редакцию 12 мая 2014 г.