

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУКТУР ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ

© 2013 А.В. Пахомов^{1,2}, А.А. Кренц^{1,2}, Д.А. Анчиков^{1,2}

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет)

² Самарский филиал Физического института имени П.Н. Лебедева РАН

Поступила в редакцию 26.11.2013

Данная работа посвящена изучению процессов формирования структур оптического поля в поперечном сечении световой волны, распространяющейся в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты генерации. С помощью модели Максвелла-Блоха был выполнен анализ устойчивости пространственно-однородных режимов генерации. В результате сопоставления результатов этого анализа с данными, полученными в ходе проведения численного моделирования пространственно-временной динамики, были выделены характерные режимы генерации для разных типов проявляющихся неустойчивостей. Ключевые слова: широкоапертурный лазер, оптические структуры, типы неустойчивостей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики лазерного излучения, обусловленной взаимодействием поперечных мод, в последние годы становится актуальным в связи с возможностью формирования сложных поперечных структур. При увеличении апертуры в динамику вовлекаются моды всё более высоких порядков, нелинейное взаимодействие которых приводит к сложной пространственно-временной динамике. Именно поэтому наибольший интерес для изучения представляют широкоапертурные лазерные системы, которые работают на одной продольной моде и на большом количестве поперечных мод.

Подобные лазеры примечательны тем, что именно в них наблюдаются различные диссипативные оптические структуры в поперечном сечении выходящего пучка, такие как оптические вихри и турбулентность [1-4]. Формирование подобных структур в некоторых случаях может быть нежелательным. Это наблюдается, например, в оптических системах, которые очень чувствительны к качеству лазерного пучка. В таком случае к лазерному излучению предъявляется требование пространственной однородности излучения. С другой стороны, возможность спонтанного образования регулярных оптических структур представляет несомненный интерес для их использования в таких областях, как оптическая передача информации, оптическая манипу-

Пахомов Антон Владимирович, студент СГАУ, инженер СФ ФИАН. E-mail: pahomov_91@mail.ru
Кренц Антон Анатольевич, кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры физики СГАУ, инженер СФ ФИАН. E-mail: krenz86@mail.ru
Анчиков Дмитрий Александрович, аспирант кафедры физики СГАУ, инженер СФ ФИАН. E-mail: swadimaz@mail.ru

ляция микро- и наночастицами, управление характеристиками лазерного излучения. Вследствие подобных различий в требованиях к свойствам лазерного пучка, встает проблема классификации возможных режимов генерации широкоапертурных лазеров и управления процессами возникновения структур оптического поля. В данной работе ставилась задача изучения механизмов, ответственных за распад пространственно-однородных режимов генерации и спонтанное формирование поперечных оптических структур, а также определения характерных размеров получаемых структур.

В качестве математической модели широкоапертурного лазера использовалась полуклассическая система уравнений Максвелла-Блоха, которая описывает динамику оптического поля во времени в поперечном сечении выходного пучка с учетом отстройки частоты генерации от центра линии усиления для лазера бегущей волны, работающего на одной продольной моде плоскопараллельного резонатора и имеющего однородно уширенную линию:

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

где E, P, D – безразмерные огибающие электрического поля, поляризации и инверсии населённости соответственно; $\gamma = \gamma_{\parallel} / \gamma_{\perp}$ и

$\sigma = k / \gamma_{\perp}$, где γ_{\perp} , γ_{\parallel} и k – скорости релаксации поляризуемости, инверсии населённости и электрического поля соответственно; $\delta = (\omega_{21} - \omega) / \gamma_{\perp}$ – расстройка между центром линии усиления и частотой лазерной генерации, безразмерная на ширину линии усиления; Δ_{\perp} – двумерный оператор Лапласа, учитывающий расходимость пучка из-за дифракции; $a = c^2 / (2\omega\gamma_{\perp}d^2)$ – дифракционный параметр, где d – ширина апертуры; r – накачка, нормированная на пороговое значение [5].

2. АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ

Как было ранее показано [6], когда величина накачки превышает значение, соответствующее порогу генерации, в системе (1) при отрицательном знаке отстройки частоты устанавливается пространственно-однородное решение:

$$\begin{aligned} \bar{D} &= 1 + \left(\frac{\delta}{\sigma + 1} \right)^2; \\ \bar{E} &= (r - \bar{D})^{0.5} \cdot e^{-i\Omega t}; \\ \bar{P} &= \frac{(\sigma - i\Omega) \cdot \bar{E}}{\sigma}; \\ \Omega &= \frac{\delta\sigma}{\sigma + 1}. \end{aligned} \quad (2)$$

В результате анализа устойчивости решения (2) было показано, что для него характерны два типа неустойчивостей – волновая и неустойчивость Хопфа. Случай волновой неустойчивости ранее уже подробно рассматривался [7, 8]. Однако наибольший интерес здесь представляет случай неустойчивости Хопфа, так как при этом появляется возможность установления однородной генерации. Тогда исследование динамики сводит-

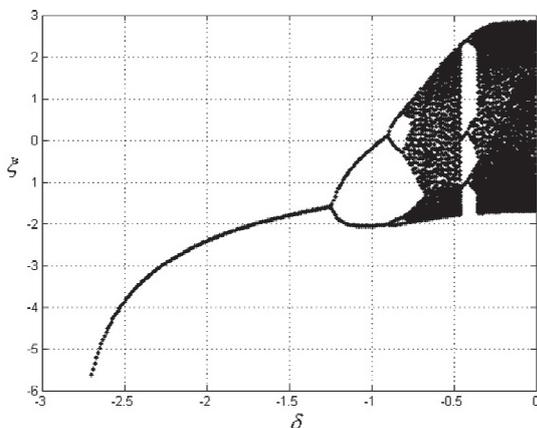


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма при $\sigma = 2$, $\gamma = 0.1$, $r = 30$

ся к анализу устойчивости образующегося предельного цикла соответствующей точечной системы относительно пространственно-неоднородных возмущений.

Рассмотрим структуру данного предельного цикла. Для этого удобно перейти от исходных переменных в системе (1) к квадратичным переменным:

$$\begin{aligned} I &= E \cdot E^* = |E|^2; \quad U = P \cdot P^* = |P|^2; \quad D; \\ V &= \frac{1}{2}(EP^* + PE^*); \quad W = \frac{1}{2}i(E^*P - P^*E), \end{aligned}$$

после чего получим следующую систему:

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = 2\sigma(V - I), \\ \frac{dU}{dt} = 2(DV - U), \\ \frac{dV}{dt} = DI + \sigma U - (\sigma + 1)V - \delta W, \\ \frac{dW}{dt} = \delta V - (\sigma + 1)W, \\ \frac{dD}{dt} = -\gamma(D - r + V). \end{cases} \quad (3)$$

Данная система имеет устойчивый предельный цикл, которому в модели (1) отвечает генерация пространственно-однородного излучения. На рис. 1 представлена бифуркационная диаграмма для системы (3) при фиксированных значениях параметров $\sigma = 2$, $\gamma = 0.1$, $r = 30$ и различных значениях параметра δ .

Однако, как было показано, данный предельный цикл в системе (1) имеет непериодическую структуру и представляет собой либо хаотичес-

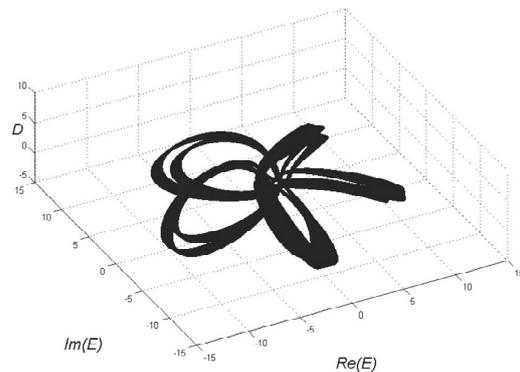


Рис. 2. Аттрактор модели (1) при $\sigma = 2$, $\gamma = 0.1$, $\delta = -1$, $r = 30$

кий аттрактор, либо устойчивый двумерный тор (см. пример на рис. 2), вследствие чего стандартная процедура анализа его устойчивости методом Флоке [9] оказывается неприменимой.

В связи с этим было предложено обобщение данного метода, которое основано на исследовании эволюции малого возмущения, соответствующего определенной моде, с проведением процедуры ортогонализации по достаточно длинной реализации аттрактора. С помощью данного подхода для аттрактора были построены диаграммы зависимости показателей Флоке от волнового числа возмущения. При этом отсутствие положительных показателей должно было указывать на установление в модели режима однородной генерации, а наличие положительных максимумов – на образование неоднородных оптических структур, характерные размеры которых должны соответствовать волновому числу моды, дающей максимум на диаграмме.

3. ОБРАЗОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУКТУР

На рис. 3 приведена диаграмма показателей Флоке для значений параметров $\sigma = 2, \gamma = 0.1, \delta = -2, r = 30$, при которых показатели отрицательны при всех значениях волнового числа возмущения. Непосредственное численное моделирование системы (1) показало, что в этом случае в системе действительно устанавливается режим генерации пространственно-однородного излучения. При этом характер временной зависимости интенсивности излучения на выходе лазера определяется по структуре аттрактора точечной системы (3). В данном случае наблюдался периодический режим генерации, что согласуется с бифуркационной диаграммой, представленной на рис. 1. Ниже на рис. 4-5 приведены временная зависимость интенсивности излучения и поперечный профиль интенсивности в

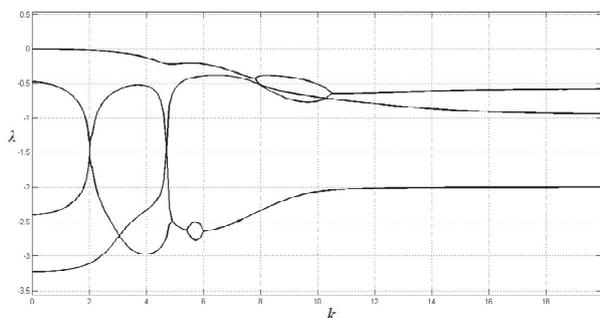


Рис. 3. Диаграмма зависимости показателей Флоке λ от волнового числа возмущения k при значениях параметров $\sigma = 2, \gamma = 0.1, \delta = -2, r = 30$

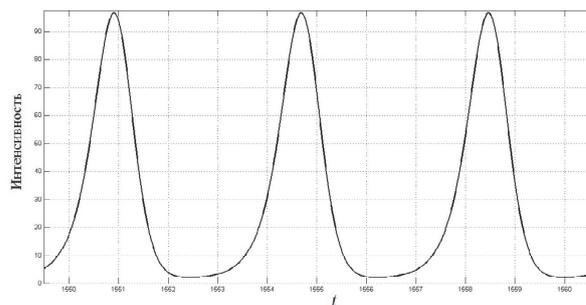


Рис. 4. Временная зависимость интенсивности излучения на выходе лазера при $\sigma = 2, \gamma = 0.1, \delta = -2, r = 30$

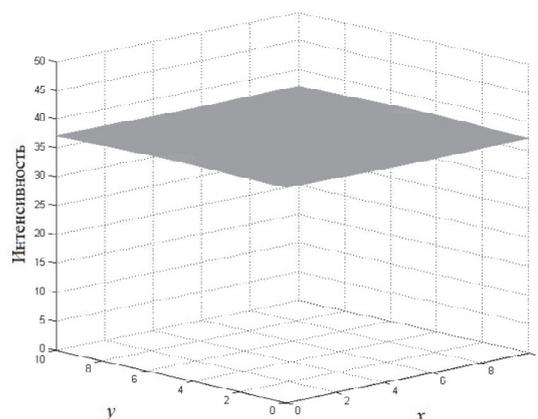


Рис. 5. Распределение интенсивности при $\sigma = 2, \gamma = 0.1, \delta = -2, r = 30$

установившемся режиме генерации.

В случае же наличия положительных показателей Флоке реализуется один из двух возможных режимов генерации, сопровождающихся появлением неоднородных оптических структур: формирование спиральных волн или структур типа модулированной стоячей волны. Так, на рис. 6-8 показаны максимум диаграммы показателей Флоке, поперечное распределение интенсивности и картина дальнего поля для значений параметров $\sigma = 2, \gamma = 0.1, \delta = -0.4, r = 30$, при которых наблюдается распад режима однородной генерации с образованием спиральных волн.

Было также установлено, что характерные пространственные размеры получаемых структур удовлетворительно согласуются с размерами, соответствующими критической моде, что иллюстрируют рис. 6 и 8.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что формирование поперечных структур в модели широкоапертурного лазера, описываемой системой уравнений Максвелла-Блоха, возможно при неустойчивости как

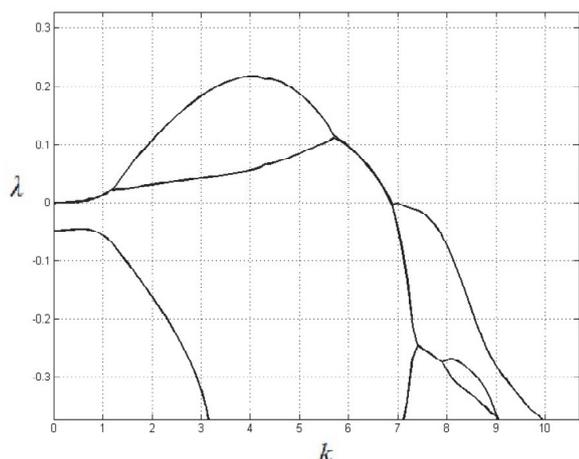


Рис. 6. Положительные показатели Флоке при $\sigma = 2$, $\gamma = 0.1$, $\delta = -0.4$, $r = 30$

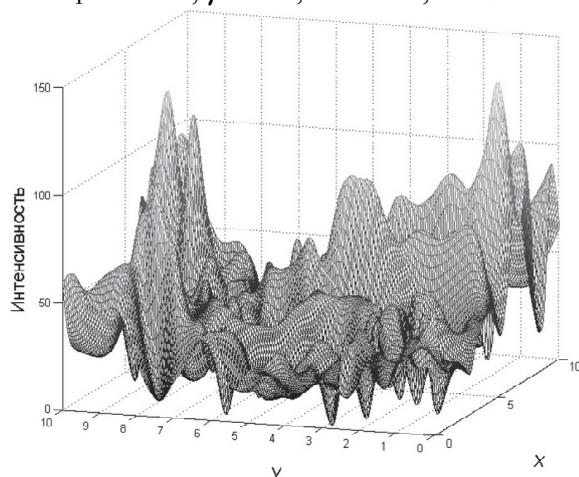


Рис. 7. Распределение интенсивности при $\sigma = 2$, $\gamma = 0.1$, $\delta = -0.4$, $r = 30$

однородного стационарного режима, так и циклического режима однородной генерации по отношению к малым возмущениям. Для выполнения анализа устойчивости в последнем случае было предложено и реализовано обобщение стандартного метода Флоке. С его помощью были построены диаграммы показателей Флоке, позволившие выделить области параметров с разной динамикой излучения лазера.

Рассмотрен вопрос о том, какие структуры могут наблюдаться для каждого типа неустойчивости однородных режимов генерации. Получено соответствие между предсказанными пространственными размерами структур и полученными при численном моделировании, что позволяет рассчитывать на возможность применения проведенного анализа для практических задач управления характеристиками лазерного излучения.

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ, государственное задание на выполнение ра-

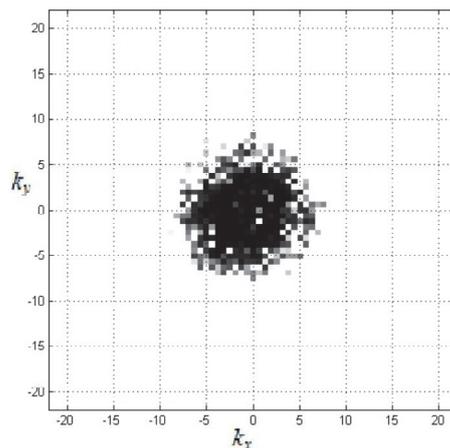


Рис. 8. Спектр оптического поля при $\sigma = 2$, $\gamma = 0.1$, $\delta = -0.4$, $r = 30$

бот на 2012-2014 годы, шифр 2.560.2011 и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 гг., ГК № 14.740.11.0999, 14.740.11.1140, соглашения 14.B37.21.0767, №14.132.21.1423, 14.132.21.1440 и грантами РФФИ 13-01-97001р_поволжье_а, 13-01-97005 р_поволжье_а, 12-01-31229 мол__а и НИР № ГР 01201156352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кренц А.А., Молевич Н.Е. Каскад бифуркации удвоения тора в лазере с отстройкой частоты // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 8. С. 751-756.
2. Кренц А.А., Анчиков Д.А. Решетки вихрей в широкоапертурных лазерах // Известия Самарского научного центра РАН. 2012. Т. 14, № 4. С. 201-205.
3. Chen Y.F., Lan Y.P. Spontaneous pattern formation in a microchip laser excited by a doughnut pump profile // Appl. Phys. B. 2002. Vol. 75. P. 453-456.
4. Cabrera E., Calderon O.G., Melle S., Guerra J.M. Development of spatial turbulence from boundary-controlled patterns in class-B lasers // Phys. Rev. A. 2006. Vol. 73. 053820.
5. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров // М.: Наука. Физматлит, 1999. 368 с.
6. Jacobsen P.K., Moloney J.V., Newell A.C., Indik R. Space-time dynamics of wide-gain-section lasers // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. № 11. P. 8129-8137.
7. Заикин А.П., Кургузкин А.А., Молевич Н.Е. Периодические автоволновые структуры в широкоапертурном лазере с отстройкой частоты. 1. Бифуркационный анализ // Квантовая электроника. 1999. Т. 27. № 3. С. 246-248.
8. Заикин А.П., Молевич Н.Е. Влияние скорости кросс-релаксации на поперечную динамику излучения широкоапертурного лазера // Квантовая электроника.

2004. T. 34. № 8. С. 731-735.
9. *Pena B., Bestehorn M.* Two-dimensional wave patterns

near a Hopf-Wave interaction in a chemical model //
Eur. Phys. J. Spec. Topics. 2007. Vol. 146. P. 301-311.

**THE INVESTIGATION OF OPTICAL PATTERNS
FORMATION MECHANISMS IN WIDE-APERTURE LASERS**

© 2013 A.V. Pakhomov, A.A. Krents, D.A. Anchikov

¹ Samara State Aerospace University named after Academician S.P. Korolyov
(National Research University)

² Samara Branch of Physical Institute named after P.N. Lebedev, RAS

Presented article is concerned with the research of optical patterns formation processes in the transverse section of the light wave, propagating in wide-aperture laser with frequency detuning. By using Maxwell-Bloch's model stability analysis for the spatially-homogeneous solutions was carried out. The comparison of this analysis' results with data, obtained through the numerical simulation of spatiotemporal dynamics, let to reveal the conventional lasing regimes for the different types of instabilities.

Keywords: wide-aperture laser, optical pattern, types of instabilities.

Anton Pakhomov, Student, Engineer. E-mail: pahomov_91@mail.ru
Anton Krents, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Assistant Lecturer at the Physics Department, Engineer. E-mail: krenz86@mail.ru
Dmitry Anchikov, Graduate Student at the Physics Department, Engineer. E-mail: swadimaz@mail.ru