



ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ЛАЗЕРА С АДДИТИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

Л.А. Мельников, Э.В. Беккер

Численно проанализирована динамика последовательности импульсов в модели лазера с аддитивной синхронизацией мод, выяснена структура разбиения плоскости параметров нелинейного и линейного набегов фаз в дополнительном резонаторе на области различных типов движения, конкретизированы типы бифуркаций периодических режимов на границах областей, найдены области генерации высокоинтенсивных импульсов. Исследована трансформация карты динамических режимов при варьировании коэффициента усиления и коэффициента отражения зеркала связи. Построены топологические карты значений ляпуновских показателей в плоскости указанных управляющих параметров.

Лазеры с аддитивной синхронизацией мод (АдСМ) являются одним из средств генерации высокоинтенсивных импульсов фемтосекундной длительности [1, 2]. В волоконных лазерах и лазерах на центрах окраски, использующих аддитивную синхронизацию мод, достигнуты длительности генерируемых импульсов меньше 100 фс, с энергиями порядка нескольких нДж [3–5]. Компрессия импульсов в лазерных системах с АдСМ основана на интерференционном сложении импульсов из основного и дополнительного резонаторов при наличии нелинейного элемента в одном из резонаторов.

В последних работах, посвященных лазерам с АдСМ, исследовались возможности улучшения характеристик выходного излучения лазера за счет использования различных лазерных материалов и усовершенствования лазерных схем [3–6]. Для устранения солитонных эффектов, понижающих энергию генерируемых импульсов, в волоконных лазерах использовались отрезки эрбиевого волокна, обладающие положительной дисперсией [3,5]. Для увеличения мощности генерируемых в волоконном эрбиевом лазере импульсов использовался усиливающий кристалл КСl:Ti⁺, накачиваемый Nd:YAG лазером [4]. В работе [6] стабилизация энергии и улучшение временной формы ультракоротких импульсов в Nd:YLF лазере достигались с помощью устройства управления обратной связью.

Для нахождения областей параметров, в которых реализуется самостарт генерации высокоинтенсивных ультракоротких импульсов, проводились численные (на основе флуктуационной модели) эксперименты [7,8].

В работе [7] численно проанализирована динамика самостарта генерации ультракоротких импульсов в твердотельных лазерах с АдСМ при непрерывной накачке. Показано, что формирование стабильных цугов ультракоротких импульсов из спонтанного шума возможно в ограниченных областях значений параметров лазера. Показана трансформация этих областей на плоскости

интенсивность накачки – параметр связи в зависимости от параметра фазовой самомодуляции, ширины спектрального фильтра и сечения генерационного перехода.

В работе [1] было записано приближенное уравнение для поля стационарной генерации в лазерной системе, учитывающее насыщаемое усиление, дисперсию, линейные и нелинейные потери и набеги фаз. Найдено выражение коэффициентов приближенного уравнения через параметры конкретных лазерных систем с аддитивной и керровской синхронизациями мод.

Для преодоления основного недостатка лазеров с АдСМ – необходимости интерферометрического согласования длин резонаторов на протяжении всего времени генерации – предложены видоизмененные модели лазера с АдСМ: совмещающие два резонатора в один при использовании интерференции полей разных поляризаций после прохождения невзаимного нелинейного элемента [3,5]; включающие нелинейное антирезонансное кольцо [9]. Кроме того, было показано [8], что при введении резонансной нелинейности в дополнительный резонатор, эффективная синхронизация мод происходит как в отсутствие интерферометрического согласования длин резонаторов, так и в случае «макрорасстройки» их длин, при которой запаздывание поля из дополнительного резонатора относительно импульса генерации сравнимо с его длительностью.

В лазерах с нелинейным антирезонансным кольцом поле из активной среды расщепляется на два пучка, которые распространяются в противоположных направлениях по кольцу и по-разному взаимодействуют с нелинейной средой, испытывая при этом разный фазовый набег. В результате их интерференции на делительной пластинке интенсивность поля, возвращающегося в активную среду, становится зависящей от интенсивности исходного поля. Таким образом, связанное с резонатором лазера антирезонансное кольцо представляет собой аналог нелинейного зеркала с коэффициентом отражения, зависящим от интенсивности падающего поля. Такая система является однорезонаторной и не нуждается в контроле длины резонатора, обладая при этом всеми достоинствами лазеров с АдСМ. Невзаимность нелинейных свойств антирезонаторного кольца может достигаться разбалансировкой связи с основной частью резонатора, введением в кольцо невзаимных потерь или использованием сферических зеркал с разными фокусными расстояниями [9].

В работе [3] представлен волоконный лазер с АдСМ, генерирующий ультракороткие импульсы длительностью 77 фс, мощностью 1кВт в пике мощности, со спектральной шириной 56 нм. В схеме лазера используются участки волокна с сильной положительной и отрицательной дисперсией. При однопараметрическом исследовании динамики этого лазера в зависимости от мощности накачки в системе обнаружен гистерезис.

Исследования нелинейной динамики последовательности импульсов предложенных схем лазеров с АдСМ носят фрагментарный характер. Между тем, фемтосекундные лазеры представляют собой интересный объект для исследования нелинейной динамики. Изучение распада режима синхронизации мод позволяет охарактеризовать хаотическую динамику многомодовых лазеров. Детальное изучение сложных периодических, квазипериодических и хаотических режимов, а также нахождение седловых решений помогает подобрать характер дополнительного воздействия для получения генерации стационарных импульсов в новых областях управляющих параметров.

В предлагаемой работе подробно исследуется нелинейная динамика последовательности импульсов двухрезонаторного кольцевого лазера с нелинейным элементом в дополнительном резонаторе.

Построение модельного отображения для лазера с АдСМ

Для построения численной модели рассмотрим упрощенную схему лазера с АдСМ (рис. 1). Два резонатора, основной и дополнительный, связаны

полупрозрачным зеркалом связи (ЗС). Основной резонатор содержит активный элемент (АЭ) и выходное зеркало (ВЗ), дополнительный резонатор включает в себя нелинейный элемент (НЭ). Для удобства описания можно рассматривать резонаторы бегущей волны, что не изменит получаемых уравнений по сравнению с лазером стоячей волны в случае отсутствия перекрытия падающей и отраженной частей импульса в пределах нелинейного элемента в лазере стоячей волны [1].

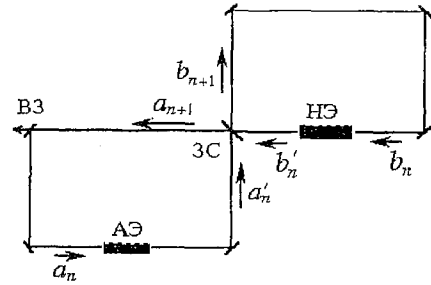


Рис. 1. Упрощенная схема лазера с дополнительным резонатором

Целью наших исследований является изучение динамических явлений, связанных не с изменением формы импульса, а со взаимодействием импульсов в резонаторах и соответствующими перекачками энергии из одного резонатора в другой, поэтому будем представлять импульсы, распространяющиеся в обоих резонаторах, прямоугольными и неизменной длительности.

При учете насыщения усиления в активной среде преобразование поля в основном резонаторе может быть приближенно описано уравнением [1]

$$a'_n = [1 + (g/2)/(1 + |a_n|^2)]a_n,$$

где g – коэффициент усиления активной среды по мощности в отсутствие насыщающего светового потока; a_n – комплексное число, амплитуда и фаза которого равны соответственно амплитуде и фазе нормированного значения поля импульса $a_n^2 = 2a_{0n}^2 \tau / (P_{\text{sat}} T_r)$; $2a_{0n}^2 \tau$ – плотность энергии импульса; P_{sat} – плотность энергии насыщения; τ , T_r – соответственно длительность импульса и время обхода резонатора.

Учитывая фазовую самомодуляцию в нелинейном элементе дополнительного резонатора и интерферометрическое рассогласование длин обоих резонаторов, запишем преобразование поля в дополнительном резонаторе следующим образом [7]:

$$b'_n = b_n \exp(i\beta |b_n|^2 + i\varphi),$$

где φ – фазовая расстройка, обусловленная интерферометрическим рассогласованием длин обоих резонаторов; $\beta = [kn_{2b} L_b S_a / (n_{0b} S_b)] [P_{\text{sat}} T_r / (2\tau)]$ – нормированный коэффициент фазовой самомодуляции; n_{0b} , n_{2b} и L_b – нелинейный и линейный коэффициенты преломления нелинейного элемента в дополнительном резонаторе и его длина; S_a , S_b – сечения лазерного пучка в активной среде и нелинейном элементе; b_n – нормированное аналогично a_n поле в дополнительном резонаторе.

Учитывая линейное сложение импульсов на зеркале связи, динамика амплитуд и фаз импульсов за один проход резонатора может быть описана отображением

$$a'_n = R^{1/2} [1 + (g/2)/(1 + |a_n|^2)] a_n,$$

$$b'_n = \theta^{1/2} \exp(i\beta |b_n|^2 + i\varphi) b_n,$$

$$a_{n+1} = -r^{1/2} a'_n + (1-r)^{1/2} b'_n,$$

$$b_{n+1} = (1-r)^{1/2} a'_n + r^{1/2} b'_n,$$

где R – коэффициент отражения выходного зеркала, θ – потери в дополнительном резонаторе.

Так как a и b – комплексны, то в общем случае исследуемое отображение является четырехмерным. Однако, легко заметить, что общая фаза полей не является динамической переменной и может быть исключена из рассмотрения.

Результаты численного исследования модели лазера с АдСМ

Анализ уравнений модельного отображения показывает, что замена $\varphi' = \varphi + 2\pi$, а также одновременная замена $\varphi'' = -\varphi$ и $\beta = -\beta$ не изменяют динамики поля в лазерной системе. Следовательно, без потери информации о наблюдаемых в модельной системе динамических режимах в качестве границ диапазонов изменения β и φ можно выбрать: $\beta_{\text{beg}} = 0$, $\beta_{\text{end}} = 5$, $\varphi_{\text{beg}} = 0$, $\varphi_{\text{end}} = 6.28$. Все следующие карты динамических режимов, топологические карты значений ляпуновских характеристических показателей и картина бифуркаций периодических решений рассчитывались в этих пределах.

Рассмотрим подробно карту периодических режимов, построенную вверх по параметрам β и φ (рис. 2). Описываемая карта динамических режимов была построена при следующих значениях остальных параметров системы: $g=0.4$, $R=0.95$, $r=0.55$, $\theta=0.9$, далее называемых стандартными. Предельный цикл периода 1 (далее цикл-1) по амплитудам импульсов в основном и дополнительном резонаторах и разности их фаз представляет собой двухчастотную квазипериодику при учете абсолютной фазы импульсов. Следовательно, частота генерируемого импульса изменяется от прохода к проходу. В системе обнаружены и исследованы следующие периодические режимы: предельные циклы периодов 1, 2, 3, 4, 5, 8, 16.

Однопараметрическое исследование цепочки удвоений предельных циклов периодов 1, 2, 4, 8 с помощью мультипликаторов показало, что перед точками бифуркации удвоения периода происходит слияние направлений двух комплексно-сопряженных мультипликаторов на отрицательной части действительной оси; затем они остаются на действительной оси, разбегаясь по значениям; вскоре один из них становится равным -1 , то есть наблюдается бифуркация удвоения периода цикла. Построение фазовых портретов и расчет мультипликаторов цикла-4 показали, что на стыке двух частей области с цепочкой удвоений существует область, в которой комплексно-сопряженные мультипликаторы цикла-4 выходят на единичную окружность и на базе цикла-4 возникает квазипериодика – рождается четырехтактный тор (см. рис. 2).

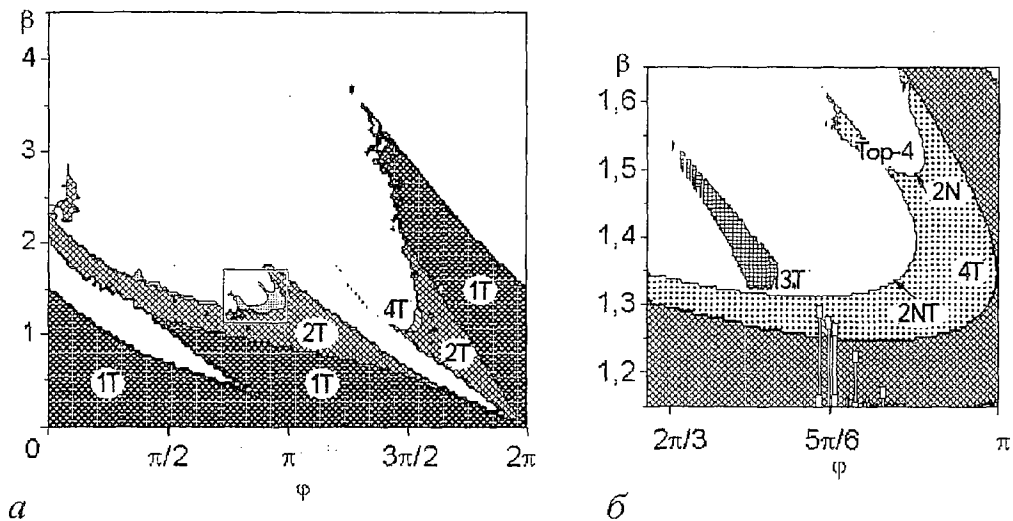


Рис. 2. Разбиение плоскости управляющих параметров на области с различными периодическими режимами (NT – цикл периода N) (а); увеличенный фрагмент (б)

Расчет карт динамических режимов при взятии начальных условий в каждой следующей точке по параметрам на предельном множестве предыдущей вниз и вверх по параметру φ показал наличие в системе гистерезиса.

На рис. 3 представлены карты значений мощности генерируемых импульсов и разности фаз полей в основном и дополнительном резонаторах при стандартных значениях параметров системы.

На рис. 4 приведены результаты расчета бифуркационных линий периодических режимов на плоскости параметров φ и β . Область существования периодических колебаний периода 1 ограничена линиями нейтральности l_0 , кратности l_1 и удвоения l_2^k . При пересечении линии l_0 из описываемого предельного цикла мягко рождается двумерный тор, возникают двухчастотные биения. Вдоль линии l_0 число вращения φ монотонно изменяется. Последовательно проходятся точки бифуркаций коразмерности 2, соответствующие множеству слабых резонансов и двум сильным резонансам (1/5) и (1/4). В бифуркационной точке А помимо пары комплексно-сопряженных мультипликаторов на единичную окружность выходит третий мультипликатор $\rho_3=+1$, и линия l_0 прерывается. Выше точки А регистрируется линия l_1 . На линиях l_2^k происходят бифуркации удвоения периода k -циклов системы. Линии l_0^2 и l_1^2 представляют собой линии нейтральности и кратности периодического режима периода 2. На линиях l_0^2 и l_0^4 возникают соответственно двухтактный и четырехтактный двумерные торы.

На рис. 5, а показаны топологические карты значений ляпуновских показателей. Обнаружены области хаотических колебаний с одним и двумя положительными показателями Ляпунова. Старший показатель Ляпунова достигает в рассматриваемой области параметров значения +1.2, а второй ляпуновский показатель – значения +0.055. В пределах рассматриваемого диапазона параметра β обнаруженные хаотические аттракторы имеют размерность в пределах от 2 до 3.

На рис. 5, б показано разбиение плоскости параметров β и φ на области, различающиеся сигнатурой спектра ляпуновского характеристического показателя. Выделены области параметров, в которых наблюдаются регулярные аттракторы R, а также хаотические аттракторы с одним 1L и двумя 2L положительными показателями Ляпунова.

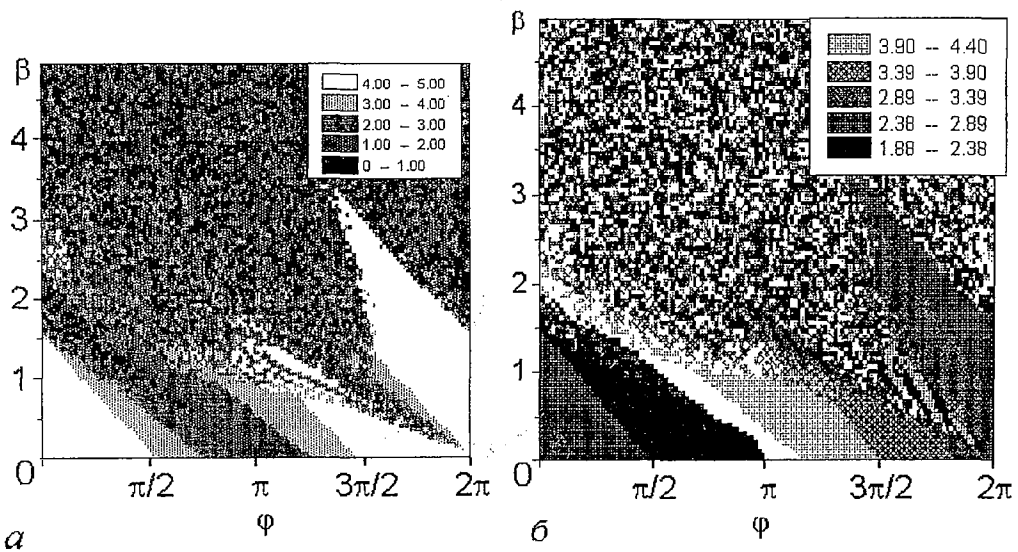


Рис. 3. Топологические карты значений мощности импульсов (а) и разности фаз между импульсом из основного резонатора и его репликой из дополнительного (б)

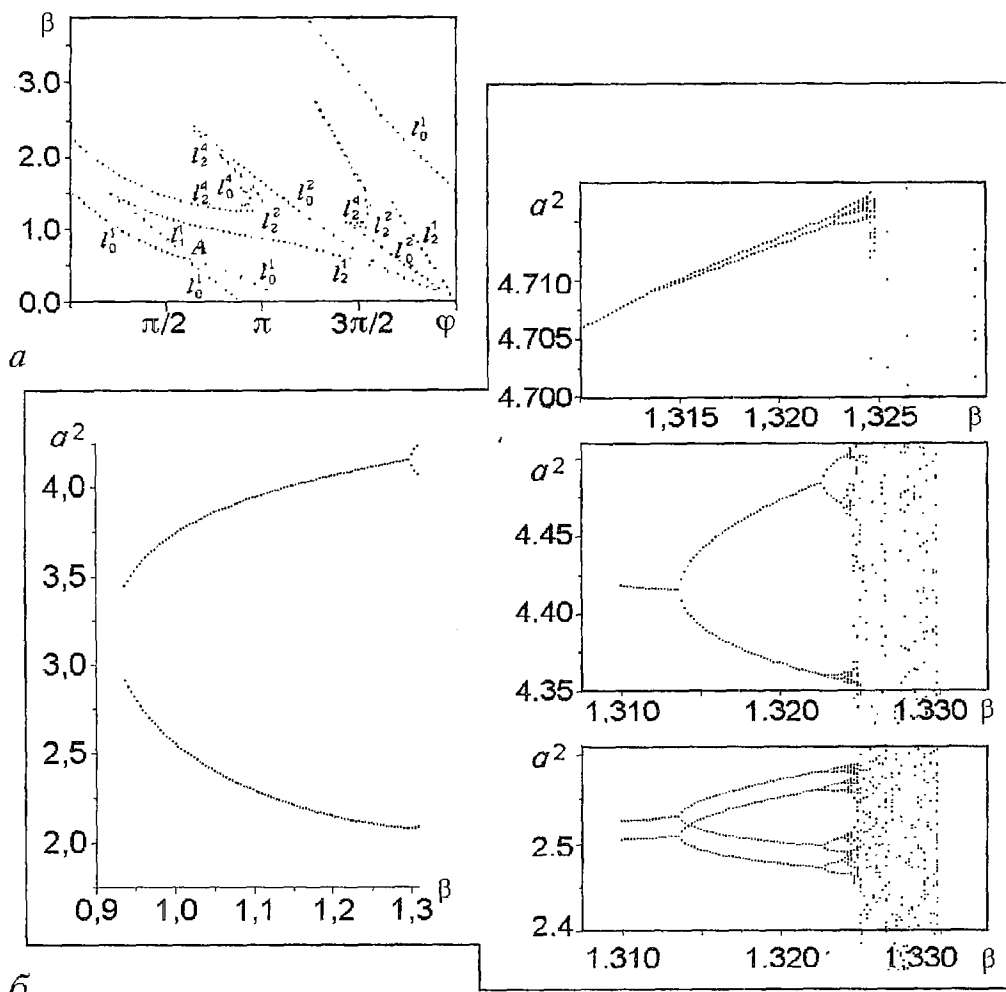


Рис. 4. Карта бифуркаций периодических режимов (а) и участки цепочек удвоения периода (б)

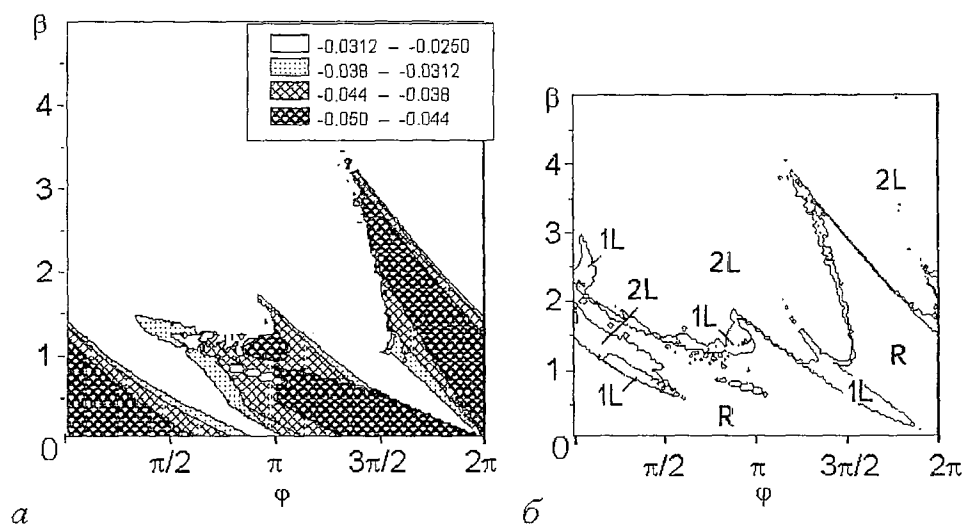


Рис. 5. Топологическая карта значений старшего показателя Ляпунова (а) и сигнатура спектра ляпуновских показателей (б); R (---), 1L(+--), 2L(++-)

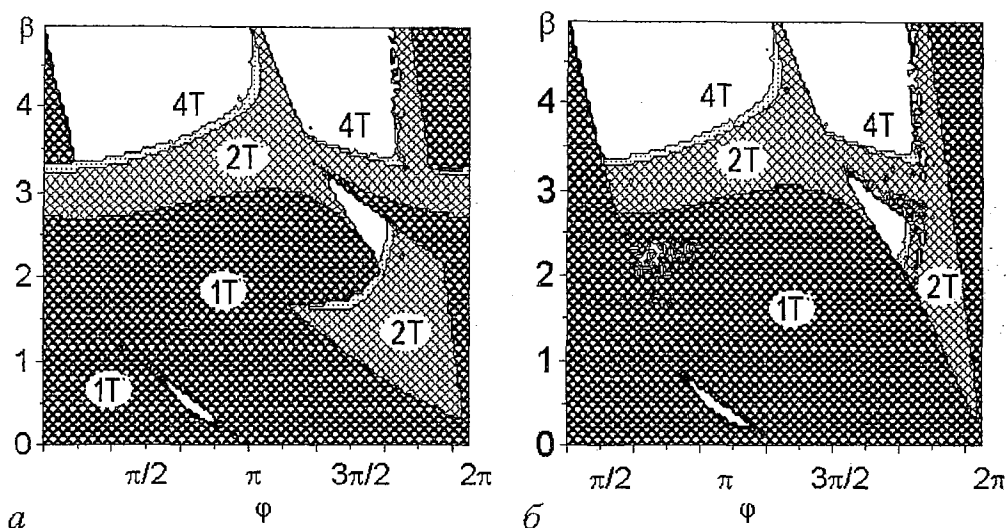


Рис. 6. Демонстрация гистерезиса. Карты динамических режимов рассчитаны для большого значения коэффициента отражения зеркала связи

Трансформация областей периодических режимов, рассчитанных при различных значениях затравочного импульса, слаба. Однако, при значениях поля затравочного импульса, сравнимых со значениями полей импульсов в основном резонаторе, в областях, где наблюдаются цепочки бифуркаций удвоения периода, возникают узкие области существования периодического режима периода 3 (см. рис. 2). При увеличении усиления активной среды мощность генерируемых импульсов возрастает, тогда как области существования периодических режимов сужаются по параметру β .

Исследование трансформации карты динамических режимов при варьировании значения коэффициента отражения зеркала связи r показало, что постепенное уменьшение коэффициента отражения приводит к постепенному разрушению и, наконец, исчезновению областей существования периодических режимов, а постепенное увеличение коэффициента отражения зеркала связи приводит к расширению областей существования периодических режимов и их взаимному перекрытию за счет гистерезиса, что хорошо видно при сравнении карт динамических режимов (рис. 6), рассчитанных соответственно вниз и вверх по параметру ϕ .

Заключение

Исследование нелинейной динамики последовательности импульсов в лазере с дополнительным резонатором показало, что существуют области значений разности оптических длин связанных резонаторов ϕ и значений нелинейного набега фазы в дополнительном резонаторе β , в которых наблюдаются стационарные последовательности импульсов, цепочки удвоений периода (циклы с периодами 2, 4, 8), циклы с периодом 3, а также различные квазипериодические последовательности импульсов. При исследовании характера устойчивости режимов обнаружены переходы к хаосу через каскад удвоений периода повторений импульсов (циклы—2, 4, 8, 16 и т.д.) и через квазипериодические режимы.

Показано, что структура разбиения плоскости параметров (ϕ, β) на области, соответствующие различным режимам, сохраняется при изменении других параметров: коэффициента усиления, коэффициентов отражения зеркала связи и выходного зеркала, коэффициента потерь в резонаторах. Изменение этих

параметров приводит лишь к деформации областей существования режимов: к сжатию, расширению, а также перекрытию областей из-за гистерезиса.

Следует отметить, что с увеличением коэффициента усиления карта динамических режимов сжимается по оси β и переключения между различными режимами происходят при меньших значениях нелинейного набега фаз. Увеличение коэффициента отражения зеркала связи приводит к расширению областей существования периодических режимов и их перекрытию. Уменьшение усиления и коэффициента связи между резонаторами приводит к появлению несвязанных областей, соответствующих отсутствию генерации в лазере.

Так как модель, использованная в работе, предполагает форму импульсов неизменной (прямоугольной), то эффект сжатия импульсов в данной модели не может быть получен. Однако, из эксперимента и качественных оценок известно, что сжатие импульса происходит при значениях разности фаз несколько меньших π [10, 11]. Очевидно, что при этих значениях фазы должен существовать режим генерации стационарной последовательности импульсов. Таким образом, для генерации сверхкоротких импульсов в лазере с аддитивной синхронизацией мод необходимо выбирать его параметры в соответствии с картой динамических режимов.

Для ряда приложений может оказаться полезным использование последовательностей импульсов с периодом 2,4,8,... или с периодом, кратным 3. В этом случае также следует использовать диаграмму динамических режимов, однако, вопрос о форме и длительности импульсов в таких последовательностях остается открытым и должен быть исследован в рамках полной динамической модели, учитывающей динамику формы импульсов [7,11]. Следует также учитывать, что появление режима с периодом 3 требует заметной интенсивности начального импульса, и для его наблюдения в реальной лазерной системе следует начинать со стационарной последовательности, и лишь затем медленно изменять параметры лазера в сторону увеличения нелинейности, изменяя разность длин резонаторов соответственно карте режимов.

Библиографический список

1. Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking // IEEE J. of Quantum Electron. 1992. Vol. 28, № 10. P. 2086.
2. Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P. Structures for additive pulse mode locking // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. Vol. 8, № 10. P. 2068.
3. Tamura K., Ippen E.P., Haus H.A., Nelson L.E. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser // Opt. Lett. 1993. Vol. 18, № 13. P. 1080.
4. Lenz G., Gellermann W., Dougherty D.J., Tamura K., and Ippen E.P. // Optics Letters. 1996. Vol. 21, № 2. P. 137.
5. Tamura K., Doerr C.R., Nelson L.E., Haus H.A., and Ippen E.P. Technique for obtaining high-energy ultrashort pulses from an additive-pulse mode-locked erbium-doped fiber ring laser // Opt. Lett. 1994. Vol. 19, № 1. P. 46.
6. Heinz P., Seilmeier A. Pulsed diode-pumped additive-pulse mode-locked high-peak-power Nd:YLF laser // Opt. Lett. 1996. Vol. 21, № 1. P. 54.
7. Калашиников В.Л., Калоша В.П., Михайлов В.П., Демчук М.И. Самостарт генерации УКИ в твердотельных лазерах с дополнительным резонатором // Квантовая электроника. 1992. Т. 19, № 5. С. 479.
8. Калашиников В.Л., Калоша В.П., Михайлов В.П., Полойко И.Г. Эффективная самосинхронизация мод непрерывных твердотельных лазеров с резонансной нелинейностью в дополнительном резонаторе // Квантовая электроника. 1994. Т. 21, № 4. С. 350.
9. Калашиников В.Л., Калоша В.П., Михайлов В.П., Демчук М.И. Самосинхронизация мод непрерывных твердотельных лазеров с помощью

нелинейного антирезонансного кольца // Квантовая электроника. 1994. Т. 21, № 1. С. 37.

10. Mark J., Liu L.Y., Hall K.L., Haus H.A., Ippen E.P. Femtosecond pulse generation in a laser with nonlinear external resonator // Opt.Lett. 1989. Vol. 14, № 48.

11. Melnikov L.A. Nonlinear dynamics in mode-locked lasers bull // Russian Acad. of Science Suppl. Physics of Vibrations. 1994. Vol. 4, № 21. P. 155.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 9.09. 98
после переработки 8.10.98

ULTRASHORT PULSE-TRAIN INSTABILITIES IN ADDITIVE-PULSE MODE-LOCKED LASERS

L.A. Melnikov, E.V. Bekker

Numerical studies of nonlinear dynamics of pulse trains in an additive-pulse mode-locked laser are presented including diagrams of dynamical regimes, Lyapunov's exponents and bifurcation diagrams. Period doubling sequences, period-3 regimes, hysteresis, and hyperchaos were observed. Regions of high-energy pulse generation and transformations of the period regimes regions with variation of values of coupling mirror reflection are found.



Мельников Леонид Аркадьевич – родился в 1949 году. Окончил физический факультет Саратовского университета (1971). С 1978 года – кандидат, с 1992 года – доктор физико-математических наук. Профессор кафедры оптики с 1992 года. С 1997 года заведующий кафедрой лазерной и компьютерной физики. Область научных интересов: физика лазеров, лазерная спектроскопия, лазерные и волоконно-оптические измерительные системы, оптическая гироскопия, нелинейная динамика лазеров и оптических систем, нелинейное распространение световых пучков и импульсов в волноводных и резонансных средах, лазеры сверхкоротких импульсов, поперечная нелинейная оптика. Автор более чем 100 научных публикаций, член Оптического общества Америки, Международного общества по оптической технике.



Беккер Элла Валерьевна – родилась в 1971 году в Энгельсе, Саратовской области. Окончила Саратовский государственный университет им.Чернышевского (1997), аспирантка СГУ. Область научных интересов: нелинейная динамика лазеров, лазеры сверхкоротких импульсов, нелинейное распространение импульсов в оптических волноводах.