

07

Процесс разрушения режима вынужденной синхронизации мод в твердотельном лазере и аномальное влияние уровня спонтанного шума на ширину зоны синхронизации

© А.Г. Акчурин, Г.Г. Акчурин, Л.А. Мельников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: AkchurinAC@mail.ru

Поступило в Редакцию 16 января 2006 г.

На основании численного решения уравнений Максвелла–Блоха исследованы процесс формирования оптических импульсов в режиме вынужденной синхронизации мод твердотельного лазера и эволюция их разрушения при частотной расстройке. Установлено, что разрушение последовательности и формы лазерных импульсов при увеличении расстройки резонатора осуществляется через возникновение периодической амплитудной модуляции огибающей импульсов на частоте низкочастотных релаксационных колебаний, переходящей в регулярный пиковый режим, для которого реализуется сценарий удвоения периода следования пиков, приводящий к хаотическому режиму. Обнаружено существование оптимального значения спонтанного шума, при котором область синхронизации максимальна, а длительность импульсов минимальна при фиксированном уровне модуляции потерь. Процесс разрушения синхронизации получил свое качественное подтверждение в эксперименте, проведенном на YAG:Nd лазере ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) с модуляцией потерь в резонаторе на межмодовой частоте.

PACS: 42.55.Ah

Исследование процесса вынужденной синхронизации мод в лазере является одной из фундаментальных проблем лазерной физики и нелинейной динамики. Экспериментально в режиме вынужденной синхронизации мод в твердотельных и полупроводниковых лазерах были получены периодические последовательности пико- или фемтосекундных оптических импульсов с частотой следования, определяемой временем двойного обхода резонатора [1]. Режим активной синхро-

низации мод существует в очень узком диапазоне расстроек частоты модуляции потерь (усиления) ω_m и межмодовой частоты, в которой реализуется режим захвата, а типичное значение области синхронизации составляет величину порядка $10^{-(4-5)}\omega_m$ [2]. Однако механизмы разрушения режима вынужденной синхронизации мод, приводящие к хаотизации амплитуды и длительности и формы импульсов, а также их последовательности в численном эксперименте, исследованы лишь для газовых лазеров [3]. Эксперименты, проведенные для твердотельных лазеров, позволили детально определить поведение характеристик лазерных импульсов внутри зоны синхронизации, были обнаружены автомодуляционные режимы средней мощности, но отсутствуют сведения о механизмах разрушения оптических импульсов вне зоны синхронизации при частотной расстройке [4–6]. В классической теории нелинейных колебаний известно, что стохастические флуктуации влияют на процесс синхронизации в автоколебательных системах, уменьшая с ростом мощности шума ширину зоны синхронизации [7,8], а в цепочке связанных генераторов с близкими частотами шум изменяет размеры сфазированных кластеров [9]. Обнаружение явления стохастического резонанса показало, что в нелинейных системах может существовать оптимальное значение шума, при котором отношение сигнала к шуму достигает максимума [10]. Влияние стохастического шума на режим синхронизации лазерных мод практически не исследовано, хотя в реальном эксперименте лазерная генерация возникает из спонтанного излучения, представляющего собой спектрально-ограниченный шум, ширина которого для твердотельных или полупроводниковых лазеров может достигать от сотен GHz до десятков THz для различных типов лазерных кристаллов.

В данной работе исследованы процесс формирования лазерного импульса из спонтанного шума и влияние уровня спонтанного излучения на ширину зоны синхронизации твердотельного лазера, а также механизмы разрушения режима синхронизации мод при изменении таких управляющих параметров, как расстройка частоты модуляции потерь и межмодовой частоты, глубина модуляции потерь.

Для детального исследования режима синхронизации мод может применяться полуклассическая модовая теория Лэмба [11]. Однако, основанная на методе последовательных приближений, эта теория может использоваться только при малых превышениях усиления над потерями и реально применялась для анализа синхронизации 3-модового

режима, а ее использование для анализа твердотельных лазеров, где число мод может превышать тысячи, весьма проблематично.

Реализация временного подхода, основанного на лазерных уравнениях Максвелла–Блоха, для поля, поляризации и населенности позволила проанализировать процесс формирования лазерного импульса из спонтанного шума, при этом уравнения в явном виде записывались следующим образом и решались численно:

$$\begin{aligned} i \left[\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} \right] &= i \frac{g}{L} P(z, t), \\ \frac{\partial P}{\partial t} &= -\Gamma P - iA \frac{D(z, t)}{2}, \\ \frac{\partial D}{\partial t} &= -\gamma(D - 1) - i(A^*P - AP^*), \end{aligned} \quad (1)$$

где $E(x, y, z, t) = 1/2A(z, t)\Psi(x, y, z) \exp(-i\nu t + ikz) + \text{к.с.}$; $A(z, t)$ — медленноменяющаяся амплитуда поля и $\Psi(x, y, z)$ — модовая функция; Γ, γ — скорости релаксации поляризации среды P и нормализованной инверсии D соответственно, g — коэффициент усиления на единицу длины, L — оптическая длина резонатора. Модуляция амплитуды оптического поля осуществлялась следующим образом:

$$A_{out} = A_{in} \{ [(1 + m) + (1 - m) \cos \omega_m t] / 2 \}^{1/2}, \quad (2)$$

где m — глубина модуляции потерь, ω_m — частота модуляции. В системе координат, бегущей вместе с импульсом, первое уравнение принимает вид

$$A_{n+1}(t) = A_n(t) + gP(t), \quad (3)$$

где $A_n(t)$ — импульс на n -м обходе резонатора.

В расчете задавался исходный импульс $A_0(t)$, затем рассчитывались $P(t)$ и $D(t)$ с использованием второго и третьего уравнений, а затем комплексная амплитуда импульса на следующем проходе рассчитывается по условию

$$A_{n+1}(t) = \{A_n(t) + gP(t)\} \{1 + m + (1 - m) \cos \omega_m(t - T)\}^{1/2} + \varepsilon_n(t), \quad (4)$$

где $\varepsilon_n(t)$ — случайная комплекснозначная функция, моделирующая спонтанную эмиссию с временем корреляции $1/\Gamma$, T — время обхода

резонатора. Считалось также, что линейная дисперсия внутри резонаторных элементов и активной матрицы равна нулю.

Нами детально исследована эволюция формирования когерентного оптического импульса из стохастического спонтанного излучения с шириной линии 100 GHz, типичного для YAG:Nd лазера в режиме вынужденной модуляции потерь на межмодовой частоте.

Анализ установления режима стабильной генерации последовательности лазерных импульсов внутри зоны синхронизации показал, что переходной процесс возникновения оптических импульсов из спонтанного шума осуществляется через хаотический пиковый режим, переходящий в регулярный с частотой релаксационных колебаний и затухающей амплитудой. Расчеты показали, что минимальная длительность импульса (100 ps) достигается в центре, а к краю зоны синхронизации происходит его уширение (0.3–0.5 ns), что соответствует нашим экспериментам и результатам других авторов [4,5].

Детально проанализирован сценарий разрушения режима синхронизации мод при изменении частотной расстройки, который начинается с возникновения регулярной огибающей последовательности лазерных импульсов на частоте релаксационных колебаний (режим возникновения тора), переходящей к хаотическому режиму через механизм перемежаемости, что отражается в возникновении дополнительных импульсов в определенные моменты времени [12,13]. При дальнейшем увеличении частотной расстройки возникает регулярный пиковый режим, в котором амплитуда импульсов возрастает более чем на порядок и соответственно уменьшается длительность. Разрушение регулярного пикового режима осуществляется через сценарий удвоения периода релаксационных колебаний огибающей последовательности импульсов, приводящий к хаотическому пиковому режиму. Основные особенности процесса разрушения последовательности лазерных импульсов представлены на рис. 1.

В нелинейной динамике при исследовании стохастического резонанса для сигналов с конечной шириной спектральных линий было установлено, что шум может уменьшить ее ширину [10,14]. Наши исследования зависимости ширины зоны синхронизации от уровня глубины модуляции потерь при различном значении спонтанного шума впервые показали, что существует его оптимальное значение, при котором ширина зоны синхронизации максимальна [15]. Соответствующие результаты расчета представлены на рис. 2. Следует отметить,

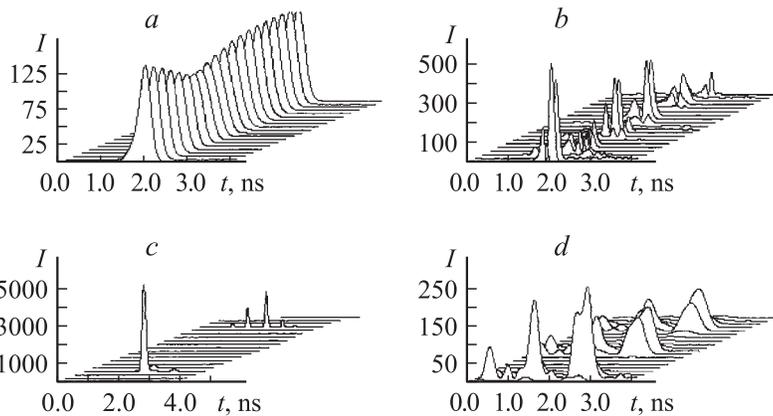


Рис. 1. Эволюция режимов разрушения вынужденной синхронизации мод для различных частотных расстроек резонатора YAG:Nd лазера: *a* — $\Delta f = -22.5$ kHz — режим регулярной амплитудной модуляции последовательности лазерных импульсов с периодом релаксационных колебаний (возникновение тора); *b* — $\Delta f = -24$ kHz — режим динамического хаоса, связанный с разрушением тора; *c* — $\Delta f = -40$ kHz — квазирегулярный пиковый режим; *d* — $\Delta f = -100$ kHz — развитый хаотический пиковый режим, возникающий через последовательность удвоения периода релаксационных колебаний. Параметры расчета: $g = 0.4$, $\Gamma = 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $T = 10 \text{ ns}$, $\Delta f = \omega_m/2\pi - 1/T = -20 \text{ kHz}$ — частотная расстройка, соответствующая центру области синхронизации; уровень нормированного спонтанного шума $N = 10^{-6}$; глубина модуляции потерь $m = 0.1$.

что для фиксированной глубины модуляции при уровне шума, соответствующего максимальной области синхронизации, длительность лазерных импульсов минимальна. Таким образом обнаружено, что в такой сложной нелинейной автоколебательной системе, как лазер, с вынужденной синхронизацией мод спонтанное излучение может играть конструктивную роль в повышении степени синхронизации мод и соответствующего уменьшения длительности лазерных импульсов. Кроме того, как нетрудно видеть из рис. 2, при фиксированном уровне спонтанного шума существует пороговое значение модуляции потерь, ниже которого режим генерации стабильной последовательности лазер-

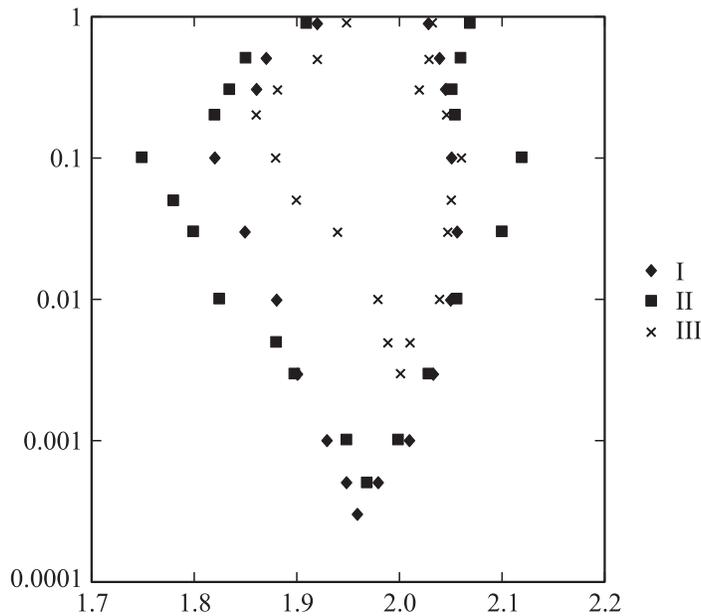


Рис. 2. Зависимость ширины зоны синхронизации от глубины модуляции потерь в резонаторе m_i при изменении расстройки для различного уровня спонтанного шума: 1 — уровень нормированной мощности шума $N = 10^{-10}$; 2 — $N = 10^{-6}$; 3 — $N = 10^{-3}$; ось абсцисс: значения частотной расстройки 10 kHz; I — ряд 1, II — ряд 2, III — ряд 3.

ных импульсов не реализуется при любых частотных расстройках. Как показали расчеты изменения ширины зоны синхронизации от уровня спонтанного шума при малых фиксированных глубинах модуляции потерь (0.01–0.1), также существует оптимальная мощность шума, при этом наблюдается антикорреляция воздействия шума и модуляции.

Обнаруженные в численном эксперименте основные механизмы разрушения режима вынужденной синхронизации мод в твердотельном лазере при изменении частотной расстройки получили свое качественное подтверждение для YAG: Nd лазера, генерирующего пикосекундные лазерные импульсы с максимальной средней выходной мощностью ~ 2 W на длине волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$. Режим активной синхронизации мод при

модуляции добротности на межмодовой частоте осуществлялся с помощью внутрирезонаторного акустооптического модулятора со стабилизацией температуры и частоты внешнего ВЧ-генератора. В эксперименте использовался Z-образный резонатор с межмодовой частотой 160 МГц. При отсутствии ВЧ-мощности на модуляторе потерь твердотельный лазер генерировал в режиме динамического хаоса, что отражалось в сплошном узкополосном спектре биений мод шириной более 500 кГц. С ростом глубины модуляции потерь до 0.1% наблюдается режим синхронизации хаоса, при котором происходит сужение полосы сплошного спектра биений менее 100 кГц. Вид ширины зоны синхронизации в области малой глубины модуляции потерь имеет характерный „клюв“ Арнольда [14], который с ростом m расширяется, качественно подтверждая расчеты (рис. 2). Внутри зоны синхронизации длительность оптических импульсов изменялась, достигая минимума в ее центре. Процесс разрушения режима синхронизации, осуществляемый изменением длины резонатора, начинался с появления регулярной амплитудной модуляции огибающей последовательности лазерных импульсов на релаксационной частоте, составляющей порядка 75 кГц и наблюдаемого на осциллографе как превращение цикла в тор, что детектируется как возникновение дополнительных низкочастотных компонент в спектре межмодовых биений, а также возникновение сигнала в области нулевых биений. С увеличением расстройки резонатора возникает регулярный пиковый режим, в котором мощность в максимуме возрастала более чем на порядок и соответственно уменьшалась длительность импульсов, что определялось по зависимости мощности второй гармоники. Разрушение периодического пикового режима осуществляется через сценарий удвоения периода пиков на релаксационной частоте, приводящей к возникновению динамического хаоса в последовательности огибающей оптических импульсов. В режиме динамического хаоса спектр биений мод становится сплошным с полосой порядка МГц, а фазовый портрет, наблюдаемый на двуканальном осциллографе, отражает характерный каскад удвоения и возникновения странного аттрактора. В режиме развитого динамического хаоса наблюдаются не только амплитудная хаотизация лазерных импульсов, но и флуктуации фронта и ширины импульсов на осциллографе С1-122/4. Таким образом, механизмы возникновения хаоса при разрушении активной синхронизации мод в лазерах получили качественное подтверждение в численных расчетах и экспериментах.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов президента России № 25.2003.2 „Ведущие научные школы“ и U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (N REC-006).

Список литературы

- [1] Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986. 262 с.
- [2] Крюков П.Г. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–109.
- [3] Мельников Л.А., Татарков Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. С. 73–77.
- [4] Голяев Ю.Д., Лантратов С.В. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 5. С. 925–931.
- [5] Андриамандзату Н., Капцов Л.Н. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 6. С. 728–732.
- [6] Хакен Г. Лазерная светодинамика. М.: Мир, 1988. 270 с.
- [7] Малахов А.Н. Флуктуация в автоколебательных системах. М: Наука, 1968. 660 с.
- [8] Ланда П.С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М.: Наука, 1980. 399 с.
- [9] Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е., Астахов В.В. Нелинейная динамика хаотических и стохастических систем. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1999. 368 с.
- [10] Анищенко В.С., Нейман А.Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л. // УФН. 1999. Т. 169. № 1. С. 7–39.
- [11] Lamb W.E. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. P. 1429–1450.
- [12] Берже П., Помо И., Видал К. Порядок в хаосе. М.: Мир, 1991. 364 с.
- [13] Кузнецов С.П. Динамический хаос. М.: Физматлит, 2001. 296 с.
- [14] Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е., Нейман А.Б., Стрелкова Г.И., Шиманский-Гайер Л. Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. М.: ИКТ, 2003. 544 с.
- [15] Akchurin A.G., Akchurin G.G., Melnikov L.A. Proc. Inter. conf. Synchronization of chaotic and stochastic oscillations. SYNCHRO 2002. Saratov. P. 14.