

Возникновение частотной невязимности в кольцевом чип-лазере при модуляции коэффициентов связи встречных волн

Н.В.Кравцов, А.Г.Гаврилов

Исследовано влияние гармонической модуляции коэффициентов связи встречных волн на характер генерации кольцевого твердотельного лазера на YAG: Nd. Показано, что с ростом глубины модуляции в лазере возникают нестационарные режимы генерации, сопровождающиеся значительной частотной невязимностью. Найдены границы областей существования различных режимов генерации.

Ключевые слова: кольцевой твердотельный лазер, нелинейная динамика излучения, связь встречных волн.

1. Введение

В настоящее время значительно повысился интерес к новым разработкам и исследованиям в области твердотельных кольцевых лазеров с полупроводниковой накачкой. Этот интерес связан с широким практическим применением таких лазеров как в фундаментальной лазерной физике (в квантовой метрологии, в оптических стандартах частоты, при проверке постулатов теории относительности и квантовой электродинамики, при проведении различных прецизионных измерений), так и в лазерной технике (в доплеровских измерительных системах, системах оптической связи, лазерной гироскопии и т. п.). Исследование нелинейной динамики кольцевых твердотельных лазеров представляется весьма важным и с точки зрения поиска новых режимов генерации, расширяющих области применения этих лазеров.

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию нестационарных (периодических, квазипериодических и хаотических) режимов генерации твердотельных кольцевых лазеров (см., напр., [1–13]). Возбуждение нестационарных режимов генерации может быть реализовано при гармонической модуляции мощности накачки [1–3, 9, 10], внутрирезонаторных потерь [4, 11], частотной и амплитудной невязимностей резонатора [5–7]. Наибольшее внимание при этом уделяется исследованию влияния модуляции накачки на характер нелинейной динамики излучения твердотельных кольцевых лазеров, в то время как другие способы возбуждения нестационарных режимов исследованы значительно меньше.

В частности, на наш взгляд, недостаточно изучены особенности динамики генерации кольцевых лазеров при возбуждении нестационарных режимов, возникающих при модуляции коэффициентов связи встречных волн. Интерес к таким режимам связан с возможностью их возникновения при регистрации рассеянного излучения в

оптической доплеровской локации методом самогетеродинамирования [14].

В настоящей работе приводятся результаты первых теоретических исследований особенностей нелинейной динамики излучения кольцевого Nd:YAG-чип-лазера при модуляции коэффициентов связи встречных волн.

2. Теоретическая модель

Твердотельный кольцевой двунаправленный лазер является сложной нелинейной колебательной системой, выходные характеристики которой зависят от большого числа параметров (превышения мощности накачки над пороговой, амплитудной и частотной невязимностей резонатора, его поляризационных свойств, отстройки частоты генерации от центра линии усиления, амплитуды и фазы эффективного коэффициента связи встречных волн, добротностей резонатора для встречных волн). Исследования динамики излучения проводились на основе стандартной модели кольцевого твердотельного лазера, которая в отсутствие внешних возмущений описывается следующей системой дифференциальных уравнений для комплексных амплитуд встречных волн $\tilde{E}_{1,2}$ [15]:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{E}_{1,2}}{dt} &= -\frac{\omega}{2Q_{1,2}}\tilde{E}_{1,2} \pm i\frac{\Omega}{2}\tilde{E}_{1,2} + \frac{i}{2}\tilde{m}_{1,2}\tilde{E}_{2,1} \\ &+ \frac{\sigma l}{2T}(1-i\delta)(N_0\tilde{E}_{1,2} + N_{\mp}\tilde{E}_{2,1}), \\ T_1 \frac{dN_0}{dT} &= N_{th}(1+\eta) - N_0[1 + a(|E_1|^2 + |E_2|^2)] \\ &- N_+ a E_1 E_2^* + N_- a E_2 E_1^*, \\ T_1 \frac{dN_{\pm}}{dT} &= -N_{\pm}[1 + a(|E_1|^2 + |E_2|^2)] - N_0 a E_2 E_1^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где N_{th} – пороговая инверсная населенность; $\omega/Q_{1,2}$ – ширины полос резонатора для встречных волн; L – длина периметра кольцевого резонатора; $T = L/c$ – время обхода резонатора светом; T_1 – время продольной релакса-

Н.В.Кравцов, А.Г.Гаврилов. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: kravtsov@npi.phys.msu.su

ции; l – длина активного элемента; $a = T_1 c \sigma / (8 \hbar \omega \pi)$ – параметр насыщения; $\sigma = \sigma_0 / (1 + \delta^2)$ – сечение лазерного перехода; $\delta = (\omega - \omega_0) / \Delta \omega_g$ – относительная отстройка частоты генерации от центра линии усиления; $\Delta \omega_g$ – ширина линии усиления; $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ – частотная невзаимность резонатора; ω_1, ω_2 – собственные частоты резонатора для встречных волн; $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \exp(\pm i \theta_{1,2})$ – комплексные коэффициенты связи встречных волн через обратное рассеяние; $m_{1,2}$ и $\theta_{1,2}$ – модули и фазы коэффициентов связи; η – превышение мощности накачки над пороговой;

$$N_0 = \frac{1}{l} \int_0^l N dz, \quad N_{\pm} = \frac{1}{l} \int_0^l N e^{\pm i 2 k z} dz$$

– комплексные амплитуды пространственных гармоник инверсной населенности N . Модуляция коэффициентов связи учитывалась следующим образом. В системе уравнений (1) один из коэффициентов связи был представлен в виде

$$m_1 = m_1^{(0)} (1 + h \cos \omega_p t), \quad (2)$$

где $m_1^{(0)}$ – модуль коэффициента связи в отсутствие модуляции; h – глубина модуляции; ω_p – частота модуляции. В качестве управляющих параметров были выбраны частота $\omega_p / 2\pi$ и глубина h модуляции коэффициентов связи.

Теоретический анализ проводился в предположении одномодовой генерации линейно поляризованных волн в каждом направлении. Кроме того, для простоты полагалось, что $\Omega = 0$ и $\delta = 0$. Это, как правило, реализуется в эксперименте. Система уравнений (1) решалась методом Рунге–Кутты.

При численном моделировании определялись интенсивности встречных волн $I_1(t)$ и $I_2(t)$ и их спектры $J_1(\omega)$ и $J_2(\omega)$. Отождествление режимов генерации (особенно это относится к режиму динамического хаоса) проводилось с помощью анализа временных и спектральных характеристик встречных волн, а также стандартного построения фазовых портретов в плоскости $(I_1(t), I_1(t - \tau))$. В результате обработки полученных результатов находились коэффициенты корреляции Пирсона интенсивностей излучения встречных волн $K(I_1(t), I_2(t))$ и их спектров $K(J_1(\omega), J_2(\omega))$, позволившие детально проанализировать особенности нелинейной динамики генерации кольцевого чип-лазера, которые возникают при модуляции коэффициентов связи встречных волн.

3. Результаты численного моделирования

Исследовалась динамика излучения кольцевого твердотельного лазера при параметрах, близких к параметрам моноблочного кольцевого Nd:YAG-чип-лазера ($\eta = 20\%$, $L = 2.7$ см, потери резонатора $R_0 = 2.4\%$, автомодуляционная частота $\omega_m / 2\pi = 230$ кГц, релаксационная частота 55 кГц). В процессе исследований модулировался модуль одного из коэффициентов связи встречных волн в диапазоне частот 20–60 кГц. Глубина модуляции изменялась в пределах 5%–95%.

В результате численного моделирования нелинейной динамики кольцевого лазера было исследовано влияние частоты и глубины модуляции коэффициентов связи на характер генерации кольцевого твердотельного чип-лазера и найдены границы существования различных режи-

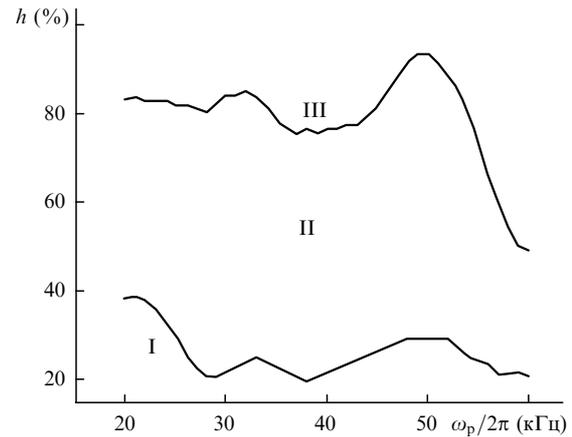


Рис.1. Области существования различных режимов генерации в зависимости от частоты и глубины модуляции коэффициентов связи: квазисинусоидального (I), импульсного квазипериодического (II) и хаотического (III).

мов генерации. Установлено, что если фиксировать частоту модуляции $\omega_p / 2\pi$, то при увеличении глубины модуляции коэффициентов связи встречных волн автомодуляционный режим генерации первого рода, существовавший в чип-лазере в отсутствие модуляции коэффициентов связи, сменяется сначала квазисинусоидальным режимом, затем импульсным квазипериодическим режимом и, наконец, режимом динамического хаоса. Сказанное иллюстрируется рис.1, на котором в плоскости $(h, \omega_p / 2\pi)$ представлены области существования различных режимов генерации.

Интересно отметить, что переход от противофазного автомодуляционного режима первого рода к импульсному квазипериодическому режиму сопровождается возникновением спектральной невзаимности излучения, сохраняющейся и при переходе к режиму динамического хаоса. Характерные спектры излучения встречных волн в различных режимах генерации показаны на рис.2–4.

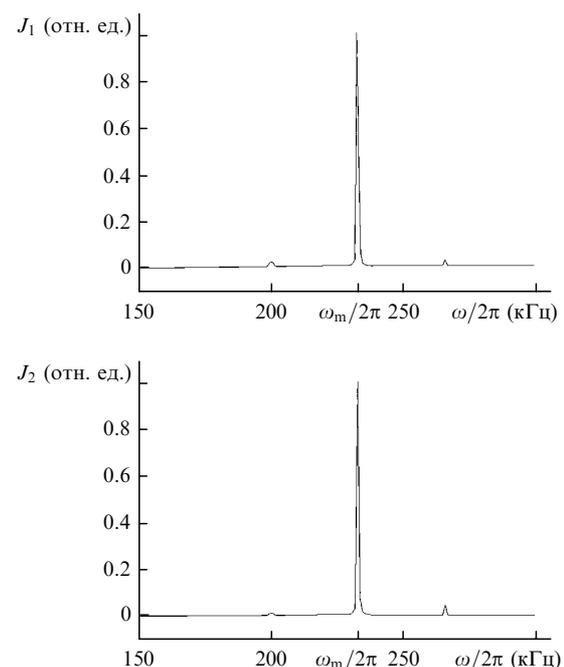


Рис.2. Характерные спектры излучения встречных волн в квазисинусоидальном режиме генерации.

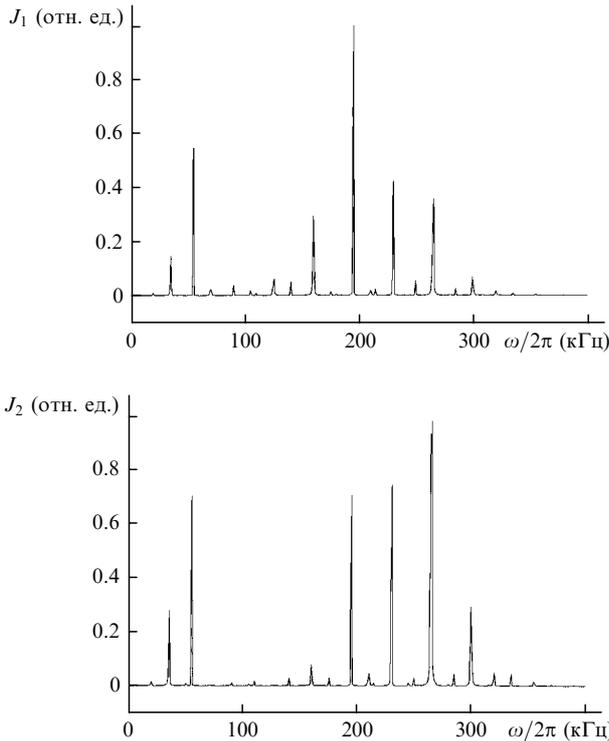


Рис.3. Характерные спектры излучения встречных волн в импульсном квазипериодическом режиме генерации.

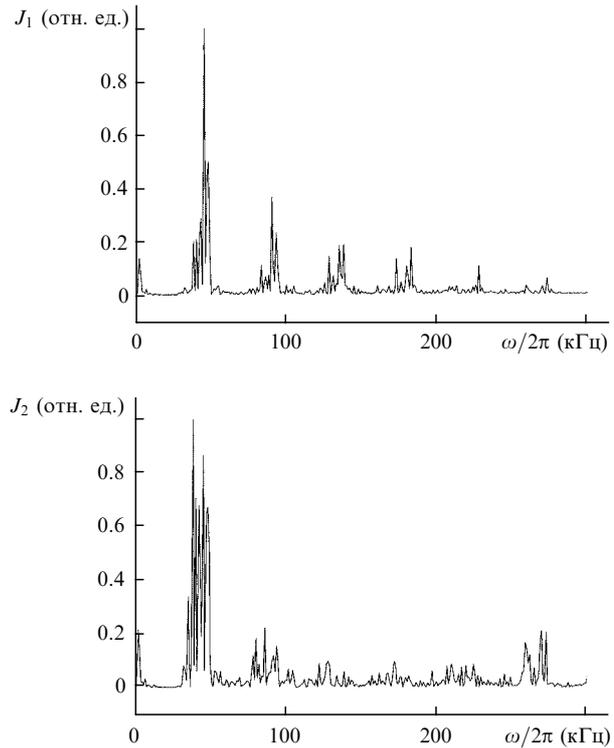


Рис.4. Характерные спектры излучения встречных волн в хаотическом режиме генерации.

Видно, что если в автомодуляционном режиме первого рода спектры встречных волн состоят из идентичных спектральных компонент, частоты которых совпадают с частотой автомодуляции $\omega_m/2\pi$, то при переходе к квазисинусоидальному режиму в спектрах дополнительно появляются компоненты с частотами, отстоящими от $\omega_m/2\pi$ на частоту $\omega_p/2\pi$ (рис.2), а при возникновении квазипериодического режима эти спектры содержат уже значительное число спектральных компонент, интенсивности которых для встречных волн оказываются существенно различными (рис.3). Частоты спектральных компонент в квазипериодическом режиме кратны частоте релаксации, частоте модуляции и их комбинациям. Характер спектров излучения еще более усложняется при переходе к режиму динамического хаоса: спектры становятся квазинепрерывными, однако их неэквивалентность сохраняется (рис.4).

Для исследованных режимов генерации были найдены коэффициенты корреляции Пирсона $K(I_1(t), I_2(t))$ и $K(J_1(\omega), J_2(\omega))$. Характер изменения коэффициентов корреляции при частоте модуляции 35 кГц и изменении режима генерации иллюстрируется данными, приведенными в табл.1 (коэффициенты корреляции рассчитывались для областей существования различных режимов генерации). Видно, что если в отсутствие модуляции коэффициент корреляции интенсивностей встречных волн равен

-1, что свидетельствует о возбуждении в лазере противофазных гармонических колебаний, то при относительно небольших глубинах модуляции он близок к -1, а при увеличении глубины модуляции резко увеличивается.

Частотная невязанность, отсутствующая в автомодуляционном режиме первого рода (коэффициент корреляции $K(J_1(\omega), J_2(\omega)) = 1$), возрастает при увеличении глубины модуляции, о чем свидетельствует уменьшение коэффициента корреляции $K(J_1(\omega), J_2(\omega))$. Заметим, что в пределах каждой области коэффициенты корреляции монотонно изменяются с ростом глубины модуляции коэффициентов связи встречных волн.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые проведены теоретические исследования особенностей нелинейной динамики излучения кольцевого Nd:YAG-чип-лазера при гармонической модуляции коэффициентов связи встречных волн. Установлено, что при увеличении глубины модуляции в лазере возникает сначала квазисинусоидальный режим генерации, который сменяется импульсным квазипериодическим режимом, а затем режимом динамического хаоса. Установлено, что для нестационарных режимов генерации характерно значительное различие спектров излучения встречных волн. Обнаруженные закономерности динамики излучения могут оказаться полезными, например, при анализе работы твердотельных кольцевых лазеров в режиме самогетеродинамирования.

Работа поддержана РФФИ (грант № 05-02-16008).

Табл.1. Коэффициенты корреляции интенсивностей встречных волн и их спектров.

Режим генерации	$K(I_1(t), I_2(t))$	$K(J_1(\omega), J_2(\omega))$
Автомодуляционный	-1.000	1.000
Квазисинусоидальный	-0.997	0.999
Квазипериодический	-0.633	0.844
Хаотический	0.108	0.746

1. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 938 (1996).
2. Котомцева Л.А., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н.

- Квантовая электроника*, **32**, 654 (2002).
3. Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 649 (1997).
 4. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **23**, 625 (1996).
 5. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Сидоров С.С., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 189 (2001).
 6. Кравцов Н.В., Пашинин А.П., Сидоров С.С., Чекина С.Н., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **33**, 321 (2003).
 7. Kravtsov N.V., Lariotsev E.G., Shelaev A.N. *Laser Phys.*, **3**, 21 (1993).
 8. Uchida A., Sato T., et al. *Phys. Rev. E*, **56**, 7249 (1998).
 9. Klische W., Telle H.R., Weiss C.O. *Opt. Lett.*, **9**, 561 (1984).
 10. Roy R., Thornburg K.S. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2009 (1994).
 11. Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **11**, 1483 (1984).
 12. Khandohin P.A., Khanin Ya.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **1**, 226 (1985).
 13. Kravtsov N.V., Lariotsev E.G., Pachinin P.P., Sidorov S.S. *Laser Phys.*, **13**, 305 (2003).
 14. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 885 (1996).
 15. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 105 (2000).