

Экспериментальное наблюдение стохастического резонанса в твердотельном кольцевом лазере в отсутствие бистабильности

И.И.Золотоверх, Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, В.В.Фирсов, С.Н.Чекина

Обнаружено возникновение стохастического резонанса в твердотельном кольцевом лазере при отсутствии в нем бистабильности. Показано, что в таком лазере, работающем в автомодуляционном режиме первого рода, шумовая модуляция накачки может приводить к существенному увеличению отклика лазера на периодический модулирующий сигнал. Дано качественное объяснение наблюдавшихся явлений.

Ключевые слова: кольцевой лазер, нелинейная динамика, стохастический резонанс, релаксационная частота, шумовая модуляция.

1. Введение

Стохастический резонанс – одно из наиболее интересных и важных явлений, возникающих в динамических нелинейных системах под действием шума. В этом явлении, в частности, проявляется конструктивная роль шума: энергия стохастических колебаний преобразуется в энергию когерентного сигнала [1, 2]. Это приводит к усилению слабого периодического сигнала в определенной области значений интенсивности шума, что может способствовать более эффективному выделению сигнала на шумовом фоне.

Как правило, возникновение стохастического резонанса связано с наличием у нелинейной динамической системы бистабильности. Наиболее распространенными моделями стохастического резонанса являются нелинейный передемпфированный [1–3] и слабо затухающий [4, 5] осцилляторы в бистабильной потенциальной яме. Индуцированные шумом переходы между бистабильными состояниями приводят к усилению периодического сигнала, когда частота этих переходов оказывается близкой к частоте сигнала. В ряде работ [6–8] обсуждались другие механизмы возникновения стохастического резонанса в нелинейных динамических системах. В частности, был исследован стохастический резонанс в нелинейном осцилляторе с моностабильным потенциалом [6]. Проблема существования стохастического резонанса в моностабильных состояниях динамических систем в настоящее время изучена недостаточно полно.

В кольцевом лазере на красителе стохастический резонанс был впервые обнаружен и исследован в работе [9] в условиях, когда оказываются устойчивыми два бистабильных состояния, соответствующие режимам однонаправленной генерации в противоположных направлени-

ях. Эти состояния устойчивы лишь в случае очень слабой связи встречных волн. Исследование стохастического резонанса в таких бистабильных состояниях представляет интерес и для твердотельных кольцевых лазеров. Однако, как показали ранее проведенные исследования, выполнение условий слабой связи, обеспечивающих устойчивость однонаправленной генерации в твердотельных кольцевых лазерах, трудно реализовать на практике [10].

Несомненный интерес представляет исследование стохастического резонанса в двунаправленном кольцевом твердотельном лазере (как при наличии бистабильности, так и в моностабильных состояниях). Один из наиболее интересных режимов генерации в автономном кольцевом твердотельном лазере – автомодуляционный режим первого рода, для которого характерна противофазная синусоидальная модуляция интенсивностей встречных волн. Стохастические эффекты в таком лазере ранее исследовались нами в работах [11–13]. В этих работах, в частности, было обнаружено влияние интенсивности шума на частоту, ширину спектра и интенсивность возбуждаемых шумом релаксационных колебаний лазерного излучения.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование возможности возникновения стохастического резонанса в твердотельном кольцевом лазере, работающем в автомодуляционном режиме первого рода. Проведенные исследования впервые продемонстрировали возможность возникновения стохастического резонанса в моностабильном твердотельном лазере.

2. Экспериментальная установка

В качестве объекта исследования нами был выбран моноблочный чип-лазер на кристалле YAG: Nd с неплоским резонатором, работающий на длине волны 1.06 мкм. Геометрический периметр кольцевого резонатора L составляет 28 мм, а угол неплоскостности – 85° . Лазер накачивался полупроводниковым лазерным диодом (длина волны 0.810 мкм). Модуляция накачки осуществлялась при подаче на лазерный диод периодического и шумового электрических сигналов (рис.1). Шумовые

И.И.Золотоверх, Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, В.В.Фирсов, С.Н.Чекина. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: e.lariontsev@yahoo.com

Поступила в редакцию 19 марта 2009 г., после доработки – 19 мая 2009 г.

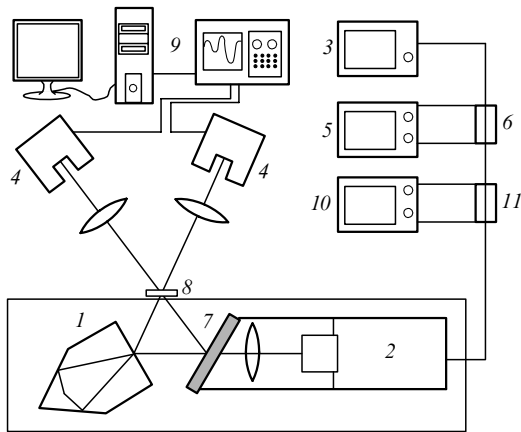


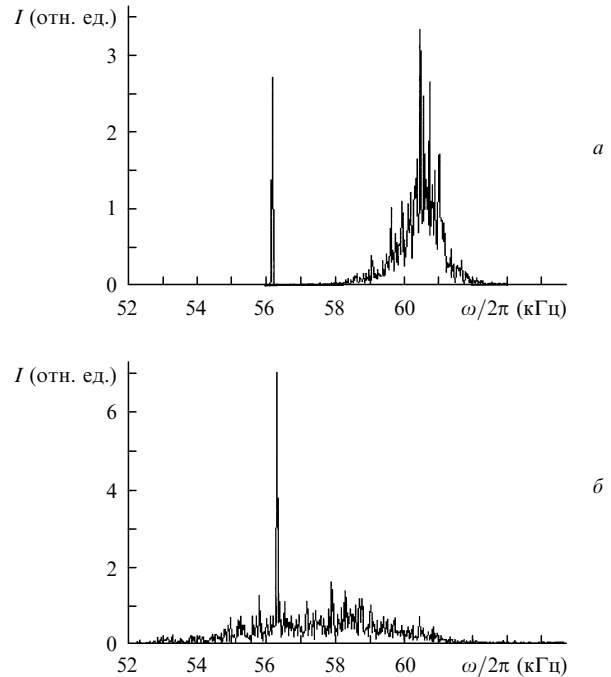
Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – кольцевой чип-лазер на кристалле YAG : Nd; 2 – диод накачки; 3 – блок питания лазерного диода; 4 – фотоприемники ЛФД-2; 5 – генератор стохастических колебаний ГЗ-124; 6, 11 – трансформаторные катушки; 7 – селективное зеркало с коэффициентом отражения на длине волны генерации, близким к 100 %, и коэффициентом пропускания на длине волны накачки, близким к 90 % (это зеркало позволяет регистрировать одновременно излучение двух встречных волн); 8 – ИК светофильтр, препятствующий попаданию излучения накачки на фотоприемники; 9 – комплекс осциллограф – спектроанализатор на основе АЦП; 10 – генератор периодических колебаний ГЗ-56.

сигналы создавались генератором шума и имели непрерывный (практически постоянный по интенсивности) спектр, простирающийся от нуля до 200 кГц. В процессе экспериментальных исследований интенсивность шума накачки изменялась при вариации выходного напряжения генератора шума от нуля до максимального значения, определяемого максимальной интенсивностью электрического шума на выходе из генератора шума, которая достигала 10^{-6} Вт/Гц. При обработке экспериментальных данных интенсивность шума накачки нормировалась на 10^{-7} Вт/Гц. Регистрация сигналов проводилась с помощью АЦП и широкополосного цифрового осциллографа Tektronix TDS-2014.

3. Результаты экспериментальных исследований

Параметры исследуемого двунаправленного чип-лазера были выбраны такими, чтобы в отсутствие шумовой модуляции накачки кольцевой лазер работал в автомодуляционном режиме первого рода. В этом режиме нами исследовались спектры мощности лазерного излучения. Основное внимание уделялось спектральным характеристикам в области частот, близких к основной релаксационной частоте. Исследования проводились при двух значениях превышения накачки над порогом: $\eta_1 = 0.08$ и $\eta_2 = 0.22$. Рассмотрим вначале результаты, полученные при $\eta_1 = 0.08$. Частота автомодуляционных колебаний в этом случае равнялась 210 кГц, а основная релаксационная частота (в отсутствие шумовой модуляции накачки) – 61.5 кГц. Частота сигнала ν_s , модулирующего накачку, была выбрана равной 56 кГц. При фиксированной частоте ν_s по спектру мощности излучения измерялся отклик лазера на периодический сигнал и шум при различных интенсивностях шума. В процессе обработки экспериментальных результатов проводилось статистическое усреднение по 20 реализациям.

Рис.2. Экспериментально измеренные спектры $I(\omega)$ интенсивности излучения одной из волн при превышении накачки над порогом $\eta_1 = 0.08$ и относительной интенсивности шума $D = 0.56$ (а) и 2 (б).

В результате проведенных исследований был обнаружен резонанс в зависимости отклика лазера на периодический сигнал от интенсивности шума, характерный для стохастического резонанса. На рис.2 показаны полученные экспериментально спектры интенсивности излучения при двух значениях интенсивности шума. Исследования показали, что с увеличением шума накачки интенсивность периодического сигнала сначала растет, затем достигает максимального значения, превышающего в несколько раз начальную величину, а потом начинает уменьшаться. На рассматриваемом участке спектра на шумовом фоне выделяются две спектральные компоненты: одна соответствует частоте сигнала $\nu_s = 56$ кГц, а другая – пику на основной релаксационной частоте, уширенному за счет шумового воздействия. С увеличением интенсивности шума центральная частота этого пика уменьшается, приближаясь к частоте сигнала. При относительной интенсивности шума $D = 0.56$ (рис.2,а) интенсивность спектральной компоненты на частоте сигнала почти в три раза превышает ее же значение в отсутствие шумовой модуляции накачки. Спектр на рис.2,б соответствует случаю, когда частота релаксационного пика становится почти равной частоте сигнала ($D = 2$). При этом интенсивность компоненты на частоте сигнала возрастает примерно в семь раз.

Усиление отклика лазера на периодический сигнал при наличии шума удобно выразить с помощью фактора стохастического усиления S , который определяется как отношение амплитуды модуляции интенсивности излучения $A(D)$ при заданной интенсивности шума D к амплитуде модуляции в отсутствие внешнего шума $A(0)$:

$$S = A(D)/A(0).$$

Если шум не оказывает влияния на отклик лазера на периодическую модуляцию, фактор стохастического усиления $S = 1$. На рис.3,а показана экспериментально из-

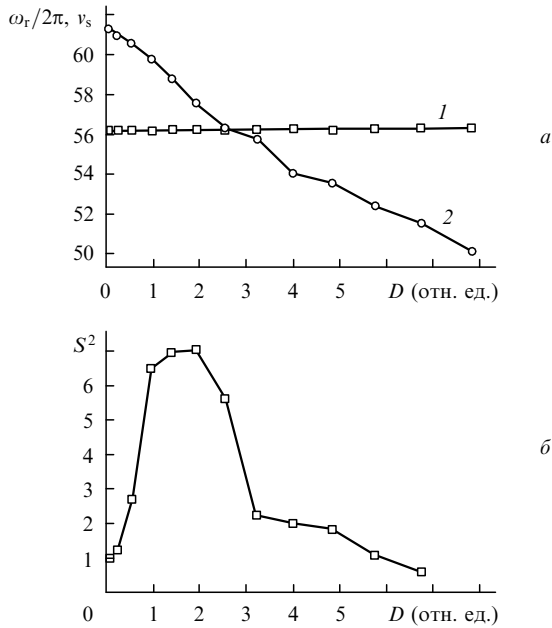


Рис.3. Экспериментально измеренные зависимости центральной частоты релаксационного пика (а) и фактора стохастического усиления сигнала S^2 (б) от интенсивности шума D при превышении накачки над порогом $\eta_1 = 0.08$. Кривая 1 соответствует частоте периодического сигнала ν_s , которая является постоянной и не зависит от интенсивности шума, а кривая 2 – центральной частоте релаксационного пика $\omega_r/2\pi$.

меренная зависимость центральной частоты релаксационного пика от интенсивности шума, а на рис.3,б – зависимость S^2 от D . Видно, что интенсивность сигнала достигает максимума при приближении частоты сигнала к центральной частоте релаксационного пика. Следует отметить, что интенсивность сигнала достигает максимального значения, когда частота сигнала отличается от центральной частоты релаксационного пика приблизительно на 1 кГц.

Результаты аналогичных исследований, проведенных при $\eta_2 = 0.22$, показаны на рис.4. В этом случае основная релаксационная частота равнялась 102.8 кГц, а частота

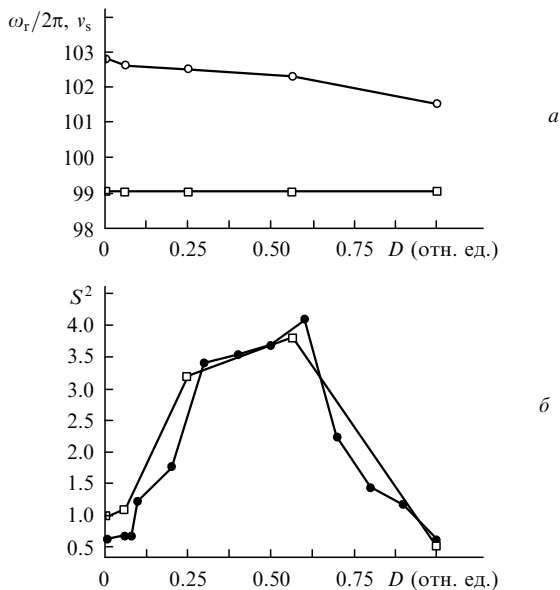


Рис.4. То же, что и на рис.3, при $\eta_2 = 0.22$; \circ, \square – эксперимент, \bullet – численное моделирование.

сигнала – 99 кГц. Полученные экспериментальные зависимости фактора стохастического усиления сигнала S^2 от интенсивности шума качественно не изменились, однако интенсивность сигнала достигает максимума при значительно меньшей интенсивности шума и частоте сигнала, существенно (примерно на 3 кГц) отличающейся от центральной частоты релаксационного пика.

4. Результаты численного моделирования

Численное моделирование исследуемых явлений проводилось на основе векторной модели кольцевого твердотельного лазера [14], учитывающей влияние шума накачки. В этом случае исходная система уравнений векторной модели имеет вид

$$\frac{d\tilde{E}_{1,2}}{dt} = -\frac{\omega}{2Q_{1,2}} \tilde{E}_{1,2} \pm i \frac{\Omega}{2} \tilde{E}_{1,2} + \frac{i}{2} \tilde{m}_{1,2} \tilde{E}_{2,1} + \frac{\sigma l}{2T} (N_0 \tilde{E}_{1,2} + N_{\mp} \tilde{E}_{2,1}),$$

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{1}{T_1} [N_{th}(1 + \eta + \eta_s) - N_0 - N_0 a (|E_1|^2 + |E_2|^2) - N_+ a E_1 E_2^* - N_- a E_1^* E_2] + g_w, \quad (1)$$

$$\frac{dN_{\pm}}{dt} = -\frac{1}{T_1} [N_{\pm} + N_{\pm} a (|E_1|^2 + |E_2|^2) + \beta N_0 a E_1^* E_2],$$

$$N_- = N_+^*.$$

Динамическими переменными являются комплексные амплитуды полей встречных волн $\tilde{E}_{1,2}(t) = E_{1,2} \exp(i\varphi_{1,2})$ и пространственные гармоники N_0, N_{\pm} инверсной населенности N , определяемые выражениями

$$N_0 = \frac{1}{L} \int_0^L N dz, \quad N_{\pm} = \frac{1}{L} \int_0^L e_1^* e_2 N \exp(\pm i2kz) dz. \quad (2)$$

Здесь $\omega/Q_{1,2}$ – ширины полос резонатора; ω – оптическая частота; k – волновое число; $Q_{1,2}$ – добротности резонатора для встречных волн; $T = L/c$ – время обхода светом резонатора; T_1 – время продольной релаксации; l – длина активного элемента; $a = T_1 \sigma / (8\hbar\omega\pi)$ – параметр насыщения; σ – сечение лазерного перехода; $\eta = P/P_{th} - 1$ – превышение мощности накачки над пороговой; $\eta_s = A_s \times \sin(2\pi\nu_s t)$ – периодический сигнал, модулирующий накачку; $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ – частотная невязанность резонатора; ω_1, ω_2 – собственные частоты резонатора для встречных волн; N_{th} – пороговая инверсная населенность. Скорость накачки представлена в виде $N_{th}(1 + \eta + \eta_s)/T_1$. Линейная связь встречных волн определяется феноменологически вводимыми комплексными коэффициентами связи

$$\tilde{m}_1 = m_1 \exp(i\vartheta_1), \quad \tilde{m}_2 = m_2 \exp(-i\vartheta_2), \quad (3)$$

где $m_{1,2}$ – модули коэффициентов связи, а $\vartheta_{1,2}$ – их фазы. Поляризации полей встречных волн характеризуются произвольными единичными векторами $e_{1,2}$. Поляризационный фактор β определяется выражением $\beta = (e_1 e_2)^2$. Отметим, что уравнения (1) записаны для случая генерации в центре линии усиления.

Шумовая модуляция накачки описывается с помощью источника белого гауссова шума g_w , имеющего следующие статистические характеристики:

$$\langle g_w(t) \rangle = 0, \quad (4)$$

$$\langle g_w(t)g_w(s) \rangle = D\delta(t-s), \quad (5)$$

где D – интенсивность шума; $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака.

При численном моделировании некоторые параметры полагались равными экспериментально измеренным параметрам исследуемого лазера. Ширина полосы резонатора ω/Q , где $Q = (Q_1 + Q_2)/2$, определялась по релаксационной частоте $\omega_r = [\eta\omega/(QT_1)]^{1/2}$ и равнялась $4.4 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$. Амплитудная невязанность кольцевого резонатора $A = (\omega/Q_2 - \omega/Q_1)/2$ и частота ν_s полагались равными 5000 с^{-1} и 99.5 кГц . Значение поляризационного параметра $\beta = 0.75$ было найдено по экспериментально измеренной зависимости дополнительной релаксационной частоты ω_{r1} от частотной невязанности резонатора Ω [14].

Для простоты коэффициенты связи полагались комплексно-сопряженными ($\vartheta_1 - \vartheta_2 = 0$). Приведенные на рис.4,б результаты численного моделирования были получены при модулях коэффициентов связи $m_1/2\pi = 130 \text{ кГц}$, $m_2/2\pi = 318 \text{ кГц}$ и частоте автомодуляции $\omega_m/2\pi = 220 \text{ кГц}$. Видно, что результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными.

5. Обсуждение полученных результатов

Физический механизм, определяющий возникновение наблюдавшихся в настоящей работе стохастических явлений, аналогичен рассмотренному в [6], где была продемонстрирована возможность возникновения стохастического резонанса в нелинейном осцилляторе с моностабильным потенциалом. Релаксационные колебания, возбуждаемые в твердотельном лазере можно рассматривать как колебания некоторого нелинейного осциллятора, например осциллятора Тода (см., напр., [15]). Нелинейность такого осциллятора проявляется в том, что частота его колебаний оказывается зависящей от их амплитуды (неизохронность).

В осцилляторе Тода частота колебаний уменьшается с ростом амплитуды. Воздействие шумовой модуляции накачки приводит к увеличению амплитуды релаксационных колебаний и уменьшению их частоты вследствие неизохронности. Если частота периодического сигнала (в отсутствие шума) меньше основной релаксационной частоты, при определенной интенсивности шума может возникнуть резонанс: средняя частота возбужденных шумом нелинейных релаксационных колебаний становится равной частоте сигнала. Рассмотренный физический механизм позволяет качественно объяснить полученные в настоящей работе результаты.

Из качественных соображений следовало бы ожидать, что максимальное усиление сигнала должно наблюдаться при совпадении частоты сигнала с центральной частотой релаксационного пика, однако из экспериментальных результатов и результатов численного моделирования, показанных на рис.3 и 4, следует, что максимальное усиление сигнала имеет место при частотах сигнала, меньших центральной частоты релаксационно-

го пика. Сдвиг максимума сигнала относительно максимума релаксационного пика увеличивается с ростом превышения накачки над порогом. Это несовпадение, по видимому, связано с параметрическим взаимодействием автомодуляционных и релаксационных колебаний. При $\eta_2 = 0.22$ основная релаксационная частота оказывается близкой к половине частоты автомодуляции, что свидетельствует о близости к параметрическому резонансу (см., напр., [10]). Строгое обоснование полученных результатов требует дальнейших исследований.

6. Заключение

Таким образом, в настоящей работе обнаружено возникновение стохастического резонанса в моностабильном твердотельном кольцевом лазере, работающем в автомодуляционном режиме первого рода. Показано, что шумовая модуляция накачки может приводить к существенному увеличению отклика лазера на периодический модулирующий сигнал. Дано качественное объяснение наблюдавшихся явлений. Проведенные исследования могут быть обобщены на случай, когда в кольцевом лазере возникает бистабильность. В работе [13] было показано, что в твердотельном кольцевом лазере может возникать бистабильность автомодуляционных колебаний: при одних и тех же условиях кроме автомодуляционного режима первого рода существует и оказывается устойчивым квазипериодический автомодуляционный режим. Частоты релаксационных колебаний в этих бистабильных режимах несколько различаются, что, несомненно, должно привести к возникновению определенных особенностей в стохастическом резонансе. Этот случай мы предполагаем исследовать в отдельной работе.

Отметим, что обнаруженный в настоящей работе стохастический резонанс должен иметь место не только в твердотельных лазерах, но и в любых лазерах класса В (в частности, в полупроводниковых и CO_2 -лазерах).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00204 и 08-02-00217).

1. McNamara B., Wiesenfeld K. *Phys. Rev. A*, **39**, 4854 (1989).
2. Jung P., Hanggi P. *Phys. Rev. A*, **44**, 8032 (1991).
3. Решетняк С.А., Щеглов В.А. *Квантовая электроника*, **33**, 142 (2003).
4. Dykman M.I., Mannella R., McClintock P.V.E., Stocks N.G. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 2606 (1989).
5. Evstigneev M., Pankov V., Prince R.H. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 240201 (2002).
6. Stocks N.G., Stein N.D., McClintock P.V.E. *J. Phys. A*, **26**, 385 (1993).
7. Григоренко А.Н., Никитин П.И., Рощепкин Г.В. *Письма в ЖЭТФ*, **65**, 788 (1997).
8. Evstigneev M., Reimann P., Pankov V., Prince R.H. *Europhys. Lett.*, **65**, 7 (2004).
9. Vemuri G., Roy R. *Phys. Rev. A*, **39**, 4668 (1989).
10. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **36**, 192 (2006).
11. Золотоверх И.И., Камышева А.А., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **38**, 956 (2008).
12. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **39**, 53 (2009).
13. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **39**, 515 (2009).
14. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **37**, 1011 (2007).
15. Ханнин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999).