

Влияние различия поляризаций встречных волн на динамику твердотельных кольцевых лазеров

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

Теоретически и экспериментально исследовано влияние поляризации полей встречных волн на динамику автомодуляционных колебаний первого рода в твердотельных кольцевых лазерах. Проанализированы характерные особенности амплитудных и частотных характеристик излучения, а также спектров релаксационных колебаний, возникающие при неодинаковых поляризациях встречных волн. Полученные экспериментальные результаты хорошо описываются векторной моделью твердотельного кольцевого лазера, которая учитывает различие поляризаций кольцевого резонатора для встречных направлений.

Ключевые слова: кольцевые твердотельные лазеры, нелинейная динамика, поляризация встречных волн, автомодуляционные колебания, релаксационные частоты.

1. Введение

При изучении динамики генерации твердотельных кольцевых лазеров широко используется одна из наиболее простых математических моделей, получившая название «стандартной» (см., напр., обзор [1]). В этой модели полностью игнорируются возможные различия поляризаций полей встречных волн, хотя в ряде исследований, например кольцевых лазеров с неплоским резонатором, поляризации встречных волн могут сильно различаться (см., напр., [2]). Усовершенствование стандартной модели с целью учета различия поляризаций взаимодействующих волн проводилось ранее в [2, 3]. В работе [2] была развита векторная модель твердотельного кольцевого лазера, в которой учитывалось взаимодействие встречных волн, имеющих разные эллиптические поляризации. В этой модели взаимодействие поляризованного излучения с активными ионами приводит к азимутально неоднородному выжиганию инверсной населенности, что обуславливает существенное усложнение модели и увеличение числа исходных уравнений. Более простая векторная модель, учитывающая различие поляризаций встречных волн, была предложена в [3].

Векторные модели позволяют предсказать и проанализировать ряд новых особенностей в нелинейной динамике твердотельных кольцевых лазеров. В [2–4] было показано, что различие поляризаций встречных волн влияет на амплитудные и частотные характеристики излучения в автомодуляционном режиме генерации первого рода. В настоящей работе проведены более детальные теоретические исследования, которые позволили выявить ряд особенностей динамики автомодуляционных колебаний, возникающих при неодинаковых поляриза-

циях полей встречных волн. Показано, что поляризация излучения влияет на частоты релаксационных колебаний в автомодуляционном режиме генерации первого рода, а также в стационарном режиме генерации с существенно неравными интенсивностями встречных волн. Некоторые особенности динамики автомодуляционных колебаний первого рода, связанные с различием поляризации встречных волн, исследованы в настоящей работе экспериментально.

2. Основные уравнения векторной модели

В настоящей работе используется векторная модель, предложенная в [3]. В этой модели поляризация излучения встречных волн полагается заданной и характеризуется произвольными единичными векторами $e_{1,2}$ для встречных направлений. Как и в стандартной модели, линия усиления полагается однородно уширенной, а линейная связь встречных волн определяется феноменологически вводимыми комплексными коэффициентами связи, записываемыми в виде

$$\tilde{m}_1 = m_1 \exp(i\vartheta_1), \quad \tilde{m}_2 = m_2 \exp(-i\vartheta_2), \quad (1)$$

где $m_{1,2}$ – модули коэффициентов связи, а $\vartheta_{1,2}$ – их фазы.

Различие поляризаций во встречных направлениях приводит прежде всего к ослаблению нелинейной связи встречных волн, возникающей в результате обратных отражений на решетках инверсной населенности. Ослабление нелинейной связи определяется фактором

$$\beta = (e_1 e_2)^2 = \cos^2 \gamma, \quad (2)$$

где γ – угол между единичными векторами $e_{1,2}$. Отметим, что поляризации полей встречных волн внутри резонатора, а также угол γ зависят от координаты рассматриваемой точки внутри резонатора. В формулу (2) входят значения $e_{1,2}$, усредненные по длине резонатора. Исходная система уравнений векторной модели имеет вид

И.И.Золотоверх, Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, В.В.Фирсов, С.Н.Чекина. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелева МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: e.lariontsev@yahoo.com

Поступила в редакцию 21 мая 2007 г.

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{E}_{1,2}}{dt} &= -\frac{\omega}{2Q_{1,2}} \tilde{E}_{1,2} \pm i \frac{\Omega}{2} \tilde{E}_{1,2} + \frac{i}{2} \tilde{m}_{1,2} \tilde{E}_{2,1} \\ &+ \frac{\sigma l}{2T} (N_0 \tilde{E}_{1,2} + N_{\pm} \tilde{E}_{2,1}), \\ T_1 \frac{dN_0}{dT} &= N_{th}(1 + \eta) - N_0 - N_0 a (|E_1|^2 + |E_2|^2) \\ &- N_+ a E_1 E_2^* - N_- a E_1^* E_2, \\ T_1 \frac{dN_{\pm}}{dT} &= -N_{\pm} - N_{\pm} a (|E_1|^2 + |E_2|^2) - \beta N_0 a E_1^* E_2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\tilde{E}_{1,2}(t) = E_{1,2} \exp(i\varphi_{1,2})$ – комплексные амплитуды полей встречных волн; $Q_{1,2}$ – добротности резонатора для встречных волн; Ω – частотная невязанность; σ – сечение лазерного перехода в центре линии усиления; l – длина активной среды; T , T_1 – времена обхода и релаксации соответственно;

$$N_0 = \frac{1}{L} \int_0^L N dz, \quad N_{\pm} = \frac{1}{L} \int_0^L e_1^* e_2 N \exp(\pm i2kz) dz \quad (4)$$

– пространственные гармоники инверсной населенности N ; N_{th} – пороговая населенность; $\eta = P/P_{th} - 1$ – превышение мощности накачки над пороговой мощностью; a – параметр нелинейности; L – длина резонатора. Система уравнений (3) отличается от уравнений стандартной модели [3] лишь присутствием поляризационного фактора β в последнем уравнении. Отметим, что уравнения (3) записаны для случая генерации на центре линии усиления.

3. Амплитудные и частотные характеристики автомодуляционных колебаний

В широкой области параметров твердотельных кольцевых лазеров существует автомодуляционный режим генерации первого рода, для которого характерна противофазная синусоидальная модуляция интенсивностей встречных волн [1]. Амплитудные и частотные характеристики излучения в этом режиме генерации исследовались в рамках рассматриваемой векторной модели в [3, 4]. В настоящей работе при теоретическом рассмотрении будем для простоты исследовать случай симметричной связи встречных волн, полагая, что модули коэффициентов связи одинаковы:

$$m_1 = m_2 = m. \quad (5)$$

Разность фаз коэффициентов связи есть

$$\vartheta = \vartheta_1 - \vartheta_2. \quad (6)$$

Интенсивности встречных волн $I_{1,2}$ в автомодуляционном режиме первого рода можно представить в виде

$$I_{1,2} = I_{1,2}^0 \pm I_{1,2}^m \cos(\omega_m t + \varphi_{1,2}), \quad (7)$$

где $I_{1,2}^0$ – постоянные составляющие (средние значения); $I_{1,2}^m$ – амплитуды модуляции интенсивностей встречных волн; ω_m – частота автомодуляционных колебаний. В отсутствие амплитудной невязанности кольцевого резонатора в автомодуляционном режиме первого рода име-

ет место строго противофазная модуляция интенсивностей во встречных направлениях ($\varphi_1 = \varphi_2$).

В векторной модели [3, 4] квадрат частоты автомодуляционных колебаний зависит от параметров кольцевого лазера следующим образом:

$$\begin{aligned} (\omega_m^0)^2 &= m^2 \cos \vartheta + \frac{m^4 \sin^2 \vartheta - [\beta \eta \omega / Q(1 + \eta)]^2 \Delta^2}{M} \\ &+ \Omega^2 \left(1 - \frac{4\Delta^2}{M}\right) - \Delta^2, \end{aligned} \quad (8)$$

где $M = 2m^2(1 + \cos \vartheta)$; $\omega/Q = \frac{1}{2}(\omega/Q_1 + \omega/Q_2)$; $\Delta = \frac{1}{2} \times (\omega/Q_2 - \omega/Q_1)$. У ω_m^0 верхний индекс означает, что при расчете частоты автомодуляции не учитывалась поправка, связанная с модуляцией инверсии населенностей [5].

Если разность добротностей резонатора для встречных волн Δ отлична от нуля, то частота автомодуляции зависит от превышения накачки над пороговым уровнем η . Зависимость автомодуляционной частоты от η появляется также при учете поправки к ω_m^0 , связанной с модуляцией инверсии населенностей. С учетом этой поправки частота автомодуляции определяется выражением

$$\omega_m = \omega_m^0 \left[1 + \frac{\omega \eta}{4QT_1(\omega_m^0)^2}\right]. \quad (9)$$

Зависимость частоты автомодуляции от превышения над порогом, рассчитанная по формулам (8), (9), показана на рис. 1 при нескольких значениях поляризационного фактора β . Видно, что различие поляризаций встречных волн может приводить к существенному ослаблению зависимости частоты автомодуляции от накачки.

Обобщая результаты работы [5] на случай произвольных поляризаций встречных волн, можно получить следующие формулы для параметров I_2^0 и I_2^m , определяющих автомодуляцию интенсивности одной из волн:

$$I_2^0 = \frac{\eta}{2} - \frac{\beta \eta^2 \Delta \omega}{MQ(1 + \eta)}, \quad (10)$$

$$I_2^m = \left\{ (I_2^0)^2 - \left[\frac{m^2 \sin \vartheta (1 + \eta) Q}{2\beta \omega_m \omega} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (11)$$

Для простоты формулы (10) и (11) приведены здесь в частном случае $\Omega = 0$. Амплитудные характеристики автомодуляционных колебаний рассматривались ранее в ра-

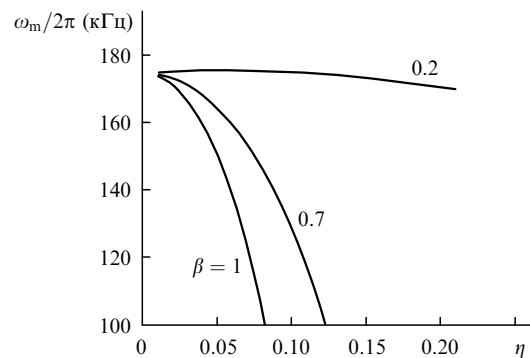


Рис. 1. Зависимости частоты автомодуляции от превышения накачки над порогом, рассчитанные по формулам (8), (9) при $m/2\pi = 333$ кГц, $\vartheta = 0.648\pi$, $\Delta = 10^5$ с⁻¹, для различных значений поляризационного фактора β .

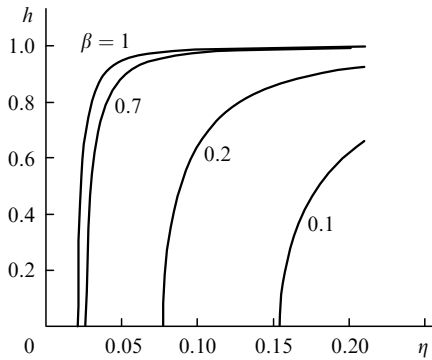


Рис.2. Расчетные зависимости глубины автомодуляции интенсивностей от превышения накачки над порогом при $m/2\pi = 333$ кГц, $\vartheta = 0.648\pi$, $\Delta = 0$ для различных значений поляризационного фактора β .

боте [4], однако из приведенной там формулы для I_2^m (в рассматриваемом нами частном случае) следует выражение, отличающееся от (11), вследствие допущенной в [4] опечатки.

Амплитудные характеристики автомодуляционных колебаний можно использовать для нахождения разности фаз коэффициентов связи ϑ . Используя формулы (10) и (11), нетрудно найти глубину модуляции интенсивностей встречных волн. В случае равных добротностей резонатора для встречных волн ($\Delta = 0$) выполняются следующие соотношения: $I_1^0 = I_2^0 = I_0$, $I_1^m = I_2^m = I$, а из (10), (11) следует простая формула, позволяющая найти разность фаз коэффициентов связи,

$$\cos \vartheta = \frac{\omega_m^2 - \alpha}{\omega_m^2 + \alpha}, \tag{12}$$

где

$$\alpha = \frac{\beta^2 T_1^2 \omega_r^4}{4(1 + \eta)^2} \left[1 - \left(\frac{I}{I_0} \right)^2 \right],$$

а ω_r – релаксационная частота.

Заметим, что все входящие в формулу (12) параметры (за исключением ϑ) можно измерить экспериментально, а затем найти с помощью (12) значение разности фаз коэффициентов связи ϑ .

На рис.2 показаны расчетные зависимости глубины модуляции интенсивностей $h = I/I_0$ от параметров кольцевого лазера. Из приведенных результатов следует, что учет различия поляризаций встречных волн весьма важен для корректного нахождения разности фаз коэффициентов связи встречных волн по экспериментально измеренным характеристикам автомодуляционных колебаний. Уменьшение поляризационного фактора β приводит к уменьшению глубины автомодуляции и к сужению области накачек, в которой возникает автомодуляционный режим первого рода.

4. Релаксационные колебания в автомодуляционном режиме генерации

Различие поляризаций встречных волн существенно влияет и на релаксационные колебания в автомодуляционном режиме, которые, как известно, характеризуются двумя частотами: основной ω_r и дополнительной ω_{r1} . Обобщая проведенный в работах [6, 7] теоретический анализ релаксационных колебаний, можно показать, что ос-

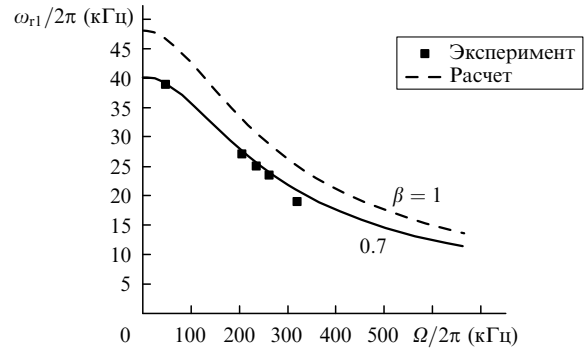


Рис.3. Зависимости дополнительной релаксационной частоты от частотной невязанности кольцевого резонатора; основная релаксационная частота $\omega_r/2\pi = 68$ кГц.

новная частота не зависит от поляризационного фактора и определяется формулой

$$\omega_r = \left(\frac{\omega\eta}{QT_1} \right)^{1/2}, \tag{13}$$

а дополнительная частота – следующим выражением:

$$\omega_{r1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\beta\omega_r^2 + \omega_m^2 - (\omega_m^4 + 2\beta\Omega^2\omega_r^2)^{1/2} \right]^{1/2}. \tag{14}$$

Из этой формулы видно, что в предельном случае ортогональных поляризаций ($\beta = 0$) дополнительная релаксационная частота оказывается равной нулю. На рис.3 показана зависимость ω_{r1} от частотной невязанности кольцевого резонатора при различных значениях поляризационного фактора β . Отметим, что приведенные формулы для релаксационных частот справедливы при условии, что частота автомодуляционных колебаний существенно превышает основную релаксационную частоту. Это условие нарушается, в частности, при разности фаз коэффициентов связи, близкой к π .

5. Релаксационные колебания в стационарном режиме генерации с существенно неравными интенсивностями встречных волн

Различие поляризаций встречных волн приводит также к изменению некоторых релаксационных частот в стационарных режимах генерации. В стационарном режиме с существенно неравными интенсивностями встречных волн имеются три релаксационных частоты. Релаксационные частоты в этом режиме были найдены в [8] при одинаковых поляризациях встречных волн. Обобщая результаты работы [8] на случай произвольных поляризаций, можно получить следующие формулы для релаксационных частот:

$$\begin{aligned} \omega_r &= \left(\frac{\omega\eta}{QT_1} \right)^{1/2}, \\ \omega_{r1} &= \left(\frac{\beta\omega\eta}{2QT_1} + \frac{\Omega^2}{4} \right)^{1/2} - \frac{\Omega}{2}, \\ \omega_{r2} &= \left(\frac{\beta\omega\eta}{2QT_1} + \frac{\Omega^2}{4} \right)^{1/2} + \frac{\Omega}{2}. \end{aligned} \tag{15}$$

Как видно из этих формул, основная релаксационная частота не зависит от поляризаций встречных волн, тогда как две другие релаксационные частоты уменьшаются с увеличением угла между векторами поляризации встречных волн. В отсутствие частотной невязимости релаксационные частоты ω_{r1} и ω_{r2} оказываются вырожденными.

6. Экспериментальные результаты

Некоторые из рассмотренных выше особенностей динамики твердотельного кольцевого лазера в автомодуляционном режиме первого рода были исследованы нами экспериментально. Исследования проводились на монолитном кольцевом лазере на YAG: Nd с неплоским резонатором. Аналогичный лазер описан нами в [9]. Было проведено исследование поляризаций полей встречных волн, выходящих из резонатора через сферическое зеркало с селективным покрытием. С этой целью на выходе из резонатора создавались одинаковые условия распространения регистрируемых волн с помощью идентичных светоделительных пластинок. Исследования проводились в области превышений накачки над порогом η в диапазоне 0.04–0.2. При более высоких значениях η в исследуемом лазере автомодуляционный режим генерации первого рода становился неустойчивым и возникали сложные квазипериодические автомодуляционные колебания.

В автомодуляционном режиме первого рода была измерена зависимость дополнительной релаксационной частоты ω_{r1} от частотной невязимости кольцевого резонатора (см. рис.3). Частотная невязимость изменялась при наложении магнитного поля на активный элемент. Сравнение экспериментальных результатов, приведенных на рис.3, с теорией (см. (14)) позволило определить, что поляризационный фактор $\beta = 0.7$.

При исследовании поляризаций полей встречных волн, выходящих через сферическое зеркало с селективным покрытием, было установлено, что азимутальный угол между ориентациями осей эллипсов поляризаций встречных волн равен 35° . Это достаточно хорошо согласуется с оценкой среднего азимутального угла, определяемого по результатам исследований релаксационной частоты ω_{r1} .

Была также экспериментально исследована зависимость глубины модуляции интенсивностей от превышения накачки над порогом η (рис.4). На этом же рисунке показана расчетная зависимость, полученная в рамках векторной модели при $\beta = 0.7$. При расчетах разность добротностей Δ полагалась равной нулю, ширина полосы резонатора определялась по экспериментально измеренным значениям основной релаксационной частоты ω_r , модули коэффициентов связи $m/2\pi = 333$ кГц, а разность их фаз $\vartheta = 0.648\pi$. При указанных значениях параметров частота автомодуляции $\omega_m^0/2\pi$, рассчитанная по формуле (8), оказывается равной 175 кГц, что хорошо согласуется с экспериментом.

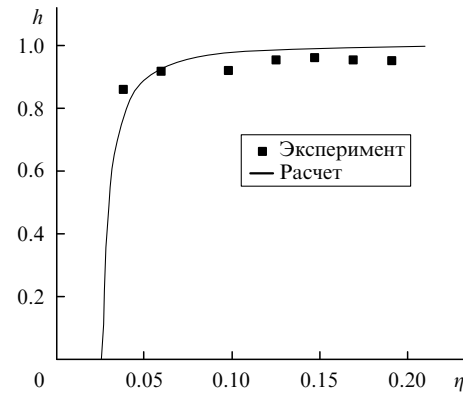


Рис.4. Зависимость глубины автомодуляции интенсивностей от превышения накачки над порогом при $\beta = 0.7$, $m/2\pi = 333$ кГц, $\vartheta = 0.648\pi$, $\Delta = 0$.

Совокупность полученных нами экспериментальных результатов в рамках стандартной модели не удается описать теоретически, тогда как в рамках векторной модели при значении поляризационного фактора $\beta = 0.7$ экспериментальные результаты хорошо согласуются с теорией.

7. Заключение

Таким образом, проведенные нами исследования показали, что различие поляризаций встречных волн оказывает существенное влияние на дополнительную частоту релаксационных колебаний, частоту автомодуляционных колебаний и глубину модуляции интенсивности встречных волн в автомодуляционном режиме генерации первого рода. Особенности автомодуляционных колебаний, обусловленные различием поляризаций встречных волн, хорошо описываются в рамках векторной модели твердотельного кольцевого лазера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00204 и 05-02-16008).

1. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **36** (3), 192 (2006).
2. Мамаев Ю.А., Миловский Н.Д., Туркин А.А., Хандохин П.А., Широков Е.Ю. *Квантовая электроника*, **27** (3), 228 (1999).
3. Бойко Д.Л., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **25** (10), 880 (1998).
4. Бойко Д.Л., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **27** (1), 27 (1999).
5. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **23** (7), 620 (1996).
6. Zolotoverkh I.I., Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Makarov A.A., Firsov V.V. *Opt. Commun.*, **113**, 249 (1994).
7. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **22** (12), 1171 (1995).
8. Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **9** (3), 637 (1982).
9. Алешин Д.А., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **35** (1), 7 (2005).