

Неизохронность частоты автомодуляционных колебаний в твердотельном кольцевом лазере

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

Теоретически и экспериментально исследована зависимость частоты автомодуляционных колебаний первого рода в твердотельном кольцевом лазере от его параметров. Показано, что имеет место неизохронность: частота автомодуляционных колебаний зависит от интенсивности внутрирезонаторного поля. Исследовано влияние амплитудно-фазовой связи на нелинейный, зависящий от превышения накачки над порогом, сдвиг частоты автомодуляционных колебаний. Сравнение полученных экспериментальных результатов с теоретическими данными позволило определить фактор амплитудно-фазовой связи.

Ключевые слова: нелинейная динамика, неизохронность, твердотельный кольцевой лазер, автомодуляционный режим первого рода, амплитудно-фазовая связь.

1. Введение

Одной из основных особенностей, присущих нелинейным автоколебательным системам (см., напр., [1–4]), является зависимость частоты автомодуляционных колебаний от их амплитуды (неизохронность колебаний). В лазерах, которые также являются автоколебательными системами, представляют интерес исследования возможной неизохронности как оптических частот лазерного поля, так и частот автомодуляционных колебаний интенсивности лазерного излучения. Если в одномодовом лазере (линейном или однонаправленном кольцевом) пренебречь вкладом спонтанного излучения, частота генерируемого излучения ω будет отличаться от собственной частоты моды резонатора ω_n на постоянную величину (затягивание частоты к центру линии усиления), не зависящую от интенсивности излучения I_0 . В этом случае лазер можно приближенно считать изохронной автоколебательной системой. Как показано в работе [5], при учете вклада спонтанного излучения в генерируемую моду возникает неизохронность частоты излучения одномодового лазера. Отметим, что в двунаправленном кольцевом лазере, в отличие от однонаправленного, даже в случае одномодовой генерации в каждом направлении частоты встречных волн могут зависеть от их интенсивностей иначе.

В режимах многомодовой генерации возникает ряд новых закономерностей, связанных с нелинейным взаимодействием генерируемых мод. Как было показано в ряде работ, нелинейная поляризованность среды может вызывать захват частот (все моды генерируют на одной частоте) [6–9], а также их самосинхронизацию (спектр

генерируемых мод становится эквидистантным [10–12]). В работах [13, 14] показано, что в многомодовых полупроводниковых лазерах может возникать аномальное расщепление частотных интервалов между генерируемыми модами. Отметим, что значительную часть информации о частотах многомодового лазера можно получить при анализе спектра биений генерируемых мод. Исследование межмодовых биений позволяет, в частности, проанализировать и неизохронность оптической частоты лазерного излучения.

Автомодуляционные колебания первого рода в твердотельном кольцевом лазере (ТКЛ) можно рассматривать как биения между оптическими колебаниями на двух собственных частотах, возникающих в кольцевом резонаторе при наличии связи встречных волн [15, 16]. Частота автомодуляционных колебаний ω_m оказывается равной разности этих собственных частот. Детальные исследования зависимости частоты автомодуляционных колебаний от параметров лазера важны для лазерной гироскопии, а также для определения параметров твердотельных лазеров, не поддающихся непосредственному измерению. Такими параметрами, в частности, являются фактор амплитудно-фазовой связи α (в полупроводниковых лазерах его часто называют фактором Генри) и амплитудная невязанность кольцевого резонатора Δ . Отметим, что амплитудно-фазовая связь оказывает существенное влияние на нелинейную динамику ТКЛ и, в частности, приводит к возникновению автомодуляционного режима второго рода [16–18]. Возникновению амплитудно-фазовой связи в ТКЛ могут способствовать такие физические механизмы, как отстройка частоты генерации от центра линии усиления, сложная структура линии усиления, а также изменение показателя преломления активной среды в процессе накачки лазера из-за различия поляризуемостей рабочих уровней [18–20].

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование зависимости частоты автомодуляционных колебаний ТКЛ от его параметров, в частности от интенсивности излучения и фактора амплитудно-фазовой связи.

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

Поступила в редакцию 24 ноября 2009 г., после доработки – 5 февраля 2010 г.

2. Зависимость частоты автомодуляционных колебаний от параметров лазера

Ранее при теоретическом анализе характеристик автомодуляционных колебаний первого рода обычно использовалась так называемая стандартная модель ТКЛ [16]. В настоящей работе мы используем несколько более общую модель с фактором амплитудно-фазовой связи $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$, учитывающим влияние поляризуемости среды, которое обусловлено как резонансными процессами усиления на рабочем переходе (α_1), так и нерезонансными переходами с рабочих уровней (α_2) под действием излучения накачки [18–20]. Для резонансных переходов в случае однородного уширения линии усиления фактор определяется выражением $\alpha_1 = (\omega_0 - \omega_n)/\gamma$ (ω_0 и γ – центральная частота и полуширина линии усиления). Исходная система уравнений имеет следующий вид:

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

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

где $N_- = N_+^*$.

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

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

Здесь $\omega_c/Q_{1,2}$ – ширины полос резонатора; $Q_{1,2}$ – добротности резонатора для встречных волн; $T = L/c$ – время обхода светом резонатора; T_1 – время продольной релаксации; l – длина активного элемента; $a = T_1 c \sigma / (8\hbar \omega \pi)$ – параметр насыщения; σ – сечение лазерного перехода; $N_{th}(1 + \eta)/T_1$ – скорость накачки; N_{th} – пороговая инверсная населенность; $\eta = P/P_{th} - 1$ – превышение мощности накачки над пороговой. 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 $\tilde{m}_{1,2}$ – модули коэффициентов связи, а $\vartheta_{1,2}$ – их фазы.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование зависимости частоты автомодуляционных колебаний первого рода от параметров кольцевого лазера в рамках вышеописанной модели. Для простоты разность фаз коэффициентов связи полагалась равной нулю ($\vartheta_1 = \vartheta_2$, рассеяние на неоднородностях показателя преломления среды). Предполагалось также, что в кольцевом лазере отсутствует частотная невязанность резонатора.

Как и в работах [21, 22], при теоретическом анализе учитывалось, что частота автомодуляционных колебаний ω_m велика по сравнению с основной релаксационной частотой $\omega_r = \sqrt{\omega \eta / Q T_1}$. Кроме того, предполагалось, что амплитудная невязанность кольцевого резонатора $\Delta = (\omega_c/Q_2 - \omega_c/Q_1)/2$ также мала:

$$|\Delta| \ll \omega_m. \quad (4)$$

В этом случае систему уравнений (1) можно решить методом последовательных приближений. В нулевом приближении пренебрегаем модуляцией инверсной населенности с частотой ω_m и не учитываем амплитудную невязанность кольцевого резонатора Δ . В этом приближении комплексные поля встречных волн можно записать в виде

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1 \exp(i\omega_n t) = & A_1 \exp(i\omega_1 t) + B_1 \exp(i\omega_2 t), \\ \tilde{E}_2 \exp(i\omega_n t) = & A_2 \exp(i\omega_1 t) + B_2 \exp(i\omega_2 t), \end{aligned} \quad (5)$$

где A_i и B_i ($i = 1, 2$) – постоянные коэффициенты. В соответствии с (5) в оптическом спектре излучения каждой из встречных волн присутствуют две спектральные компоненты с частотами ω_1 и ω_2 . Частота автомодуляции ω_m равна разности этих собственных частот.

В установившемся периодическом режиме частоты спектральных компонент ω_1 и ω_2 должны быть действительными величинами. Решая уравнения нулевого приближения и используя условия действительности ω_1 и ω_2 , получаем следующие выражения для частот ω_1, ω_2 и частоты автомодуляционных колебаний $\omega_m = \omega_2 - \omega_1$:

$$\omega_1 = \omega_n - \alpha \omega / Q - \omega_m / 2, \quad \omega_2 = \omega_n - \alpha \omega / Q + \omega_m / 2. \quad (6)$$

В нулевом приближении

$$\omega_m = \omega_{m0} = \sqrt{m_1 m_2}. \quad (7)$$

В первом приближении учитываем амплитудную невязанность резонатора Δ и модуляцию инверсной населенности с частотой ω_m . В этом приближении возникает нелинейный сдвиг $\Delta \omega_m$ частоты автомодуляции, и формула для ω_m принимает следующий вид:

$$\omega_m = \omega_{m0} + \Delta \omega_m, \quad (8)$$

где

$$\Delta \omega_m = \frac{(\omega/Q)\eta}{4\omega_{m0}} (1 + \alpha^2) \left[\frac{1}{T} + \frac{2\Delta(m_2 - m_1)}{m_2 + m_1} \right]. \quad (9)$$

Сумма безразмерных интенсивностей встречных волн $I_0 = a(|E_1|^2 + |E_2|^2)$ в автомодуляционном режиме первого рода пропорциональна превышению накачки над порогом, и в нашем случае

$$I_0 = \eta. \quad (10)$$

В соответствии с (8), (9) частота ω_m зависит от η и α . Как следует из (9), учет фактора α приводит к увеличению нелинейного, зависящего от превышения накачки над порогом, сдвига частоты автомодуляции $\Delta \omega_m$. В частном случае $\alpha = 0$ формула (9) для автомодуляционной

частоты совпадает с полученной ранее в рамках стандартной модели ТКЛ [22].

Измерив экспериментально нелинейный сдвиг частоты автомодуляции $\Delta\omega_m$, пропорциональный превышению накачки над порогом η , и используя формулу (9), можно вычислить фактор α . Наиболее просто это сделать в том случае, когда в кольцевом лазере отсутствует амплитудная невязанность ($\Delta = 0$). Тогда из (9) следует более простая формула:

$$\Delta\omega_m = \frac{\omega_r^2}{4\omega_{m0}}(1 + \alpha^2), \quad (11)$$

где $\omega_r^2 = \omega\eta/QT_1$.

В формулу (11) для $\Delta\omega_m$ входят ω_{m0} и ω_r , которые легко измерить экспериментально. Проведя необходимые измерения, получим

$$\alpha^2 = \frac{4\omega_{m0}}{\omega_r^2} \Delta\omega_m - 1. \quad (12)$$

В настоящей работе были также экспериментально исследованы зависимости частот автомодуляционных и релаксационных колебаний от превышения накачки над пороговым уровнем и проведено сравнение теоретических и экспериментальных данных.

3. Экспериментальная установка

Экспериментальное исследование зависимости частоты автомодуляционных колебаний от параметров ТКЛ, работающего в автомодуляционном режиме первого рода, проводилось на монолитном YAG: Nd-лазере. Исследуемый чип-лазер представлял собой моноблок с одной сферической гранью и тремя гранями полного внутреннего отражения. Геометрический периметр резонатора составлял 2.8 см, угол неплоскостности резонатора равнялся 80°. Чип-лазер накачивался непрерывным полупроводниковым излучателем мощностью 500 мВт с длиной волны 0.81 мкм и работал в одномодовом режиме (в каждом направлении возбуждалась основная мода с одним и тем же продольным индексом), что контролировалось с помощью интерферометра Фабри–Перо. Система термостабилизации позволяла плавно изменять температуру моноблока от 20 до 30 °С; как показали проведенные в настоящей работе исследования, это приводило к плавному изменению ряда лазерных параметров. В рабочих точках температура исследуемого лазера поддерживалась с погрешностью 0.05 °С.

Используя экспериментально полученные осциллограммы и спектры автомодуляционных колебаний интенсивностей I_1 и I_2 встречных волн, мы получили зависимости частоты автомодуляции ω_m и основной релаксационной частоты ω_r от превышения мощности накачки над порогом генерации η . Измерялась также разность фаз автомодуляционных колебаний во встречных волнах, что, как известно (см. [22]), позволяет определить амплитудную невязанность кольцевого резонатора Δ .

4. Результаты экспериментальных исследований

Как уже отмечалось, изменение температуры моноблока T позволяет варьировать параметры лазера. На

основе проведенных в настоящей работе исследований можно утверждать, что изменение температуры моноблока приводит к изменению модулей коэффициентов обратной связи встречных волн, поскольку при изменении T меняется отношение интенсивностей встречных волн. Отношение максимумов интенсивностей излучения во встречных направлениях I_1^{\max}/I_2^{\max} при изменении температуры в пределах 20–25 °С изменялось от 1.1 до 1.5. Неравенство интенсивностей, в принципе, может быть вызвано как неравенством модулей коэффициентов обратной связи встречных волн, так и амплитудной невязанностью кольцевого резонатора Δ . Непосредственное измерение амплитудной невязанности (см. ниже) показало, что в исследуемом лазере она мала и практически не влияет на неравенство интенсивностей встречных волн. Если ею пренебречь, то по величине I_1^{\max}/I_2^{\max} можно определить отношение модулей коэффициентов обратной связи [21]. Для простоты будем полагать, что разность фаз коэффициентов связи равна нулю. В этом случае [21]

$$I_1^{\max}/I_2^{\max} = m_1/m_2. \quad (13)$$

Проведенные эксперименты также показали, что в исследуемом лазере даже в отсутствие внешнего магнитного поля имеет место малая амплитудная невязанность кольцевого резонатора Δ , которая может быть определена по разности фаз φ автомодуляционных колебаний во встречных волнах [22]:

$$\sin \varphi = 2\Delta/\omega_{m0}. \quad (14)$$

Для реализации наиболее простой возможности измерения фактора амплитудно-фазовой связи (см. (12)) представляется целесообразным выбрать такую температуру моноблока T , при которой либо будет иметь место симметричная связь встречных волн ($m_1 = m_2$), либо будет отсутствовать амплитудная невязанность кольцевого резонатора ($\Delta = 0$). Однако в исследуемом лазере ни одно из этих условий строго выполнить не удалось.

Эксперименты показали, что в автомодуляционном режиме первого рода частота автомодуляции растет с увеличением интенсивности генерации (превышения накачки над порогом). При достаточно малых превышениях частота автомодуляционных колебаний зависит от η практически линейно. Полученные экспериментальные результаты однозначно свидетельствуют о неизохронности автомодуляционных колебаний первого рода. Характерная зависимость частоты автомодуляционных колебаний от превышения накачки над порогом приведена на рис.1 для близкой к симметричной связи встречных волн (при $T = 20$ °С). В этом случае отношение модулей коэффициентов обратной связи m_1/m_2 , рассчитанное по формуле (13), оказалось равным 0.92, а амплитудная невязанность кольцевого резонатора Δ , найденная по разности фаз автомодуляционных колебаний с помощью формулы (14), составила 44000 с^{-1} . Ширина полосы резонатора в исследуемом лазере $\omega/Q = 4.5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Было проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с теорией. Нами были рассчитаны зависимости частоты автомодуляции от превышения накачки над порогом по формуле (9) при $m_1/2\pi = 210 \text{ кГц}$, $m_2/2\pi = 192.6 \text{ кГц}$ и $\Delta = 44000 \text{ с}^{-1}$, найденных из эксперимента. Расчетные зависимости показаны на рис.1 при $\alpha = 0, 0.2$ и 0.4 .

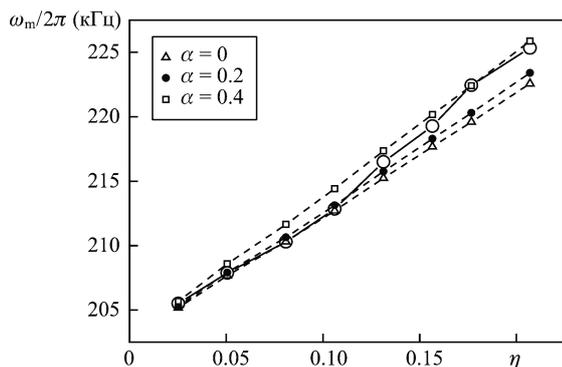


Рис.1. Экспериментальная (сплошная кривая) и расчетные (штриховые кривые) зависимости частоты автомодуляции ω_m от превышения накачки над порогом η при различных α ; $\omega/Q = 4.5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{m0}/2\pi = 207 \text{ кГц}$.

Как видно из рис.1, в пределах погрешности измерения частоты автомодуляции две рассчитанные зависимости (при $\alpha = 0$ и 0.2) близки к экспериментально измеренной. На основе проведенных экспериментальных исследований можно утверждать, что в исследуемом лазере фактор амплитудно-фазовой связи α не превышает 0.2 .

5. Заключение

Таким образом, проведенные в настоящей работе теоретические и экспериментальные исследования зависимости частоты автомодуляционных колебаний от параметров ТКЛ показали, что в нем имеет место неизохронность частоты автомодуляции ω_m . Экспериментально измерен нелинейный сдвиг частоты автомодуляции, зависящий от превышения накачки над порогом. Сравнение полученных экспериментальных результатов с теоретическими данными позволило определить фактор амплитудно-фазовой связи α .

Эксперименты показали, что в исследуемом лазере даже в отсутствие внешнего магнитного поля существует амплитудная невзаимность кольцевого резонатора, а также несимметричная связь встречных волн, причем сте-

пень несимметрии (отношение модулей коэффициентов связи) зависит от температуры моноблока лазера. Исследование физических механизмов возникновения несимметричной обратной связи и амплитудной невзаимности кольцевого резонатора будет проведено позднее.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00217 и 10-02-00453).

1. Попков А.Ф., Чиненков М.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **88**, 624 (2008).
2. Tibercevich V., Slavin A.N., Joo-Von Kim. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 192506 (2007).
3. Joo-Von Kim, Tibercevich V., Slavin A.N. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 017207 (2008).
4. Joo-Von Kim, Mistral Q., Chappert C., et al., *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 167201 (2008).
5. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 1045 (2009).
6. Lugiato L.A., Oldano C., Narducci L.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 879 (1988).
7. Brambilla M., Lugiato L.A., Penna V., Prati F., Tamm C., Weiss C.O. *Phys. Rev. A*, **43**, 5114 (1991).
8. Kaige W., Abraham N.B., Lugiato L.A. *Phys. Rev. A*, **47**, 1263 (1993).
9. Kaige W. *Phys. Rev. A*, **60**, 534 (1999).
10. Смит П. *Труды ИИЭР*, **58**, 49 (1970).
11. Risken H., Nummedal K. *J. Appl. Phys.*, **39**, 4662 (1968).
12. Гусев А.А., Кружалов С.В., Пахомов Л.Н., Перушкин В.Ю. *Письма в ЖТФ*, **4**, 1250 (1978).
13. Елисеев П.Г., Лиу Ч., Као Х., Осинский М. *Квантовая электроника*, **35**, 787 (2005).
14. Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **35**, 791 (2005).
15. Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **19**, 762 (1992).
16. Кравцов Н.В. Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **36**, 192 (2006).
17. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 236 (1985).
18. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999).
19. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).
20. Антипов О.Л., Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н., Ивакин Е.В., Савикин А.П., Суходолов А.В., Федорова К.А. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006).
21. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **20**, 67 (1993).
22. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **23**, 620 (1996).