

случаев коэффициент компрессии не превышал числа 20. Заметим, что данная цифра близка к максимальной компрессии, получаемой в экспериментах с однокаскадными компрессорами.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. // Phys. Rev. Lett. 1966. 17, N 26. P. 1275. [2] Johnson R. V., Marburger J. H. // Phys. Rev. 1971. A4. P. 1175. [3] Жмакин И. Н., Никитин С. Ю., Сивашов Д. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 1. С. 65. [4] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. // Phys. Rev. 1969. 177. P. 580. [5] Драбович К. Н. // Журн. прикл. спектр. 1970. 12. С. 411. [6] Murray J. R., Goldfarb J., Eimerl D., Szöke A. // IEEE J. Quant. Electron. 1979. 15. P. 342. [7] Горбунов В. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л., 1984. [8] Бузялис Р. Р., Гидраускас В. В., Дементьев А. С. и др. // Квант. электроника. 1987. 14, № 11. С. 2266. [9] Вишняускас В., Гайжаускас Э., Пискаускас А. и др. // ЖТФ. 1990. 60, № 5. С. 154. [10] Котаев Г. Г. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Минск, 1990. [11] Никитин С. Ю., Сивашов Д. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 6. С. 69. [12] Апанасевич П. А., Гахович Д. Е., Грабчиков А. С. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 6. С. 1031. [13] Апанасевич П. А., Дьяков Ю. Е., Котаев Г. Г. и др. Препринт ИФ АН БССР. Минск, 1990. № 600. [14] Никитин С. Ю. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1983.

Поступила в редакцию
24.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

УДК 621.373.8

НЕВЗАИМНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ЧАСТОТНАЯ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ЛАЗЕРЕ С ВНЕШНЕЙ ПОДСВЕТКОЙ

О. Е. Наний, А. Б. Селунский

(кафедра оптики и спектроскопии)

Показано, что воздействие внешнего излучения позволяет создавать начальное расщепление частот встречных волн за счет нелинейного взаимодействия на введенных в активном элементе решетках насыщения. Установлена возможность селективного управления амплитудами встречных волн при изменении частоты волны подсветки.

Твердотельные кольцевые лазеры (ТКЛ) обладают целым рядом преимуществ перед газовыми при создании датчиков оптических невзаимных эффектов (в частности, датчиков угловой скорости вращения), стандартов оптической частоты, задающих и исполнительных элементов в устройствах обработки информации [1—4]. В то же время для практического использования ТКЛ необходима разработка эффективных методов управления параметрами его излучения. Подсветка активного элемента (АЭ) ТКЛ позволяет в ряде случаев ослабить конкуренцию встречных волн [5], уменьшить влияние связи встречных волн (ВВ) через обратное рассеяние [6] на частотные характеристики ТКЛ. Управление характеристиками ТКЛ с помощью подсветки АЭ обладает тем преимуществом перед другими методами, что не требуется введения внутрь резонатора дополнительных элементов. Особенно актуальным изучение методов подсветки АЭ становится в связи с созданием двунаправленных твердотельных лазеров на $YAG:Nd^{3+}$ моноблочной конструкции [1, 3].

В настоящей работе исследованы частотные характеристики ТКЛ с однородно уширенной линией усиления активного элемента (АЭ) при

подсветке активной среды излучением от внешнего независимого источника излучения. Схема рассматриваемого лазера приведена на рис. 1.

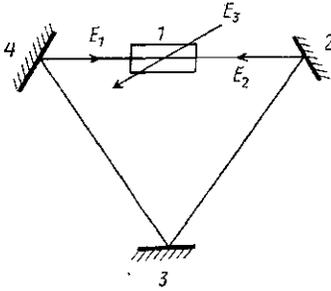


Рис. 1. Схема кольцевого лазера с внешней подсветкой: 1 — активный элемент, 2—4 — зеркала резонатора

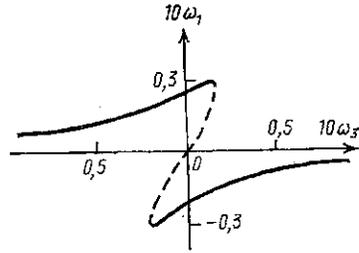


Рис. 2. Зависимость частоты генерации ω_1 однонаправленного кольцевого лазера от частоты ВП: $E_3=0,03$

Для исследования режимов генерации ТКЛ воспользуемся известной системой уравнений ТКЛ [5, 7], которая в случае одной волны подсветки (ВП) имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{E}}_1 &= -\frac{\omega}{2Q_1} \tilde{E}_1 - i \frac{\Omega}{2} \tilde{E}_1 + \frac{i}{2} \tilde{m}_1 \tilde{E}_2 + \\ &+ \frac{\sigma}{2T} \int_0^l N [\tilde{E}_1 + \theta_{12} \tilde{E}_2 \exp\{2ikz\} + \theta_{13} \tilde{E}_3 \exp\{i(k-\kappa)z\}] dz, \\ \dot{\tilde{E}}_2 &= -\frac{\omega}{2Q_2} \tilde{E}_2 + i \frac{\Omega}{2} \tilde{E}_1 + \frac{i}{2} \tilde{m}_2 \tilde{E}_1 + \\ &+ \frac{\sigma}{2T} \int_0^l N [\tilde{E}_2 + \theta_{22} \tilde{E}_1 \exp\{-2ikz\} + \theta_{23} \tilde{E}_3 \exp\{-i(k+\kappa)z\}] dz, \\ \dot{N} &= \frac{1}{T_1} \{WT_1 - N - aN \{|\tilde{E}_1 \exp\{-ikz\} + \tilde{E}_2 \exp\{ikz\} + \tilde{E}_3 \exp\{-i\kappa z\}|^2\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\tilde{E}_{1,2}$ — комплексные амплитуды встречных волн; N — плотность инверсной населенности; \tilde{E}_3 — комплексная амплитуда волны подсветки; $\omega/Q_{1,2}$ — ширины полос резонатора для встречных волн; $T=L/C$ — время обхода светом резонатора; σ — сечение перехода; T_1 — время продольной релаксации; l — длина активного элемента; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; κ — проекция волнового числа ВП на ось z ; $a=\sigma c T_2 / 8\pi h \omega$ — параметр насыщения; $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \exp\{\pm\theta_{1,2}\}$ — комплексные коэффициенты связи встречных волн; W — накачка; Ω — разность частот кольцевого резонатора для ВВ; коэффициенты θ_{12} ; θ_{13} ; θ_{22} ; θ_{23} определяются поляризациями ВВ и ВП, а также размерами области перекрытия ВП с ВВ, которая в общем случае может быть меньше размеров АЭ. В случае совпадающих линейных поляризаций всех трех волн $\theta_{12}=\theta_{22}=1$; $\theta_{13}=\theta_{23}=1$ в области перекрытия и $\theta_{13}=\theta_{23}=0$ вне ее. В случае ортогональных круговых поляризаций ВВ и линейной поляризации ВП $\theta_{12}=0$; $\theta_{13}=\theta_{23}=(1/2)^{0,5}$.

Анализ системы (1) в общем случае проводится численными методами. Для более детального аналитического рассмотрения выберем наиболее важные с практической точки зрения частные случаи.

Однонаправленная генерация — режим бегущей волны

Этот режим реализуется созданием в ТКЛ разности добротностей резонатора ТКЛ и при слабой связи ВВ через обратное рассеяние [8]. В этом случае решение системы уравнений (1) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \tilde{E}_2 &= 0, \quad \tilde{E}_1 = E_1 \exp\{i\varphi_1\}, \\ E_1^2 &= \frac{\sigma l}{2T} \frac{(WT_1 - W_{th} T_1 E_3^2 l_1 / l (1 + (1 + (\omega_1 T_1 / 2)^2)^{-1}) - z)}{(\sigma l / 2T) W_{th} T_1 (1 + 0,5 (1 + (\omega_1 T_1 / 2)^2)^{-1})}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $z = \left(\frac{\omega}{2Q_1} + \frac{\omega}{2Q_2} \right)$, $\varphi_1 = -\frac{\omega_1}{2} t$,

$$\omega_1 = \Omega + \frac{\sigma l_1}{2T} (\omega_1 - \omega_3) T_1 E_3^2 \left(1 + \left(\frac{T_1 (\omega_1 - \omega_3)}{2} \right)^2 \right)^{-1}. \quad (3)$$

Здесь ω_1 и ω_3 — соответственно отстройка частоты генерации и частоты ВП от средней частоты ТКЛ. Зависимости отстройки частоты генерации ω_1 от отстройки ω_3 частоты ВП приведены на рис. 2. Параметры $\sigma/2T=1,0$; $\omega/2Q=1,0$; $WT_1=1,1$; $W_{th}T_1=1,0$; $T_1=200$; $l_1=l=1,0$; $|m_+|=0,8$; $|m_-|=0,9$; $\Delta\vartheta=0,01$; $E_3=0,03$ нормированы на линейные потери. Как видно из рис. 2, а, наличие ВП приводит к появлению расстройки частоты генерации ω_1 , причем происходит «отталкивание» частоты генерации от частоты ВП. При совпадении частоты ВП с частотой КЛ ($\omega_3=0$) наблюдается бистабильный — по частоте ω_1 и в общем случае — по амплитуде — режим генерации. Величина сдвига частоты ω_3 линейно зависит от интенсивности ВП I_3 , а знак сдвига определяется начальными условиями.

Режим биений встречных волн с примерно равными интенсивностями

Для обеспечения стабильности режима биений в ТКЛ необходимо использование отрицательной обратной связи, создающей дополнительные потери для волны большей интенсивности:

$$\frac{\omega}{Q_{1,2}} = \frac{\omega}{Q_m} + \alpha (|E_{1,2}|^2 - |E_{2,1}|^2), \quad (4)$$

где коэффициент α характеризует эффективность цепи отрицательной обратной связи. Решение системы уравнений (1) с учетом (4) имеет вид

$$\begin{aligned} E_1^2 - E_2^2 &= \left\{ \left(\frac{\omega}{2Q_1} - \frac{\omega}{2Q_2} \right) 2W_{th} T_1 \frac{\sigma}{2T} \frac{E_3^2 l_1}{2} \left(\frac{T_1}{2} \right)^2 \times \right. \\ &\times \left. \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{[1 + (\omega_1 T_1 / 2)^2] [1 + (\omega_2 T_1 / 2)^2]} \right\} / \left\{ \left(\frac{\sigma l}{2T} \right) W_{th} T_1 \left(\frac{1}{1 + [\omega_1 T_1]^2} \right) - 2\alpha \right\}, \end{aligned}$$

$$E_1^2 + E_2^2 = \frac{\sigma l}{T} \left\{ \left(W T_1 - W_{th} T_1 \left(\frac{l_1}{l} \right) E_3^2 x \right) - \left(\frac{\omega}{2Q_1} + \frac{\omega}{2Q_2} \right) \right\} / \left\{ \left(\frac{\sigma l}{2T} \right) 2W_{th} T_1 (1 + 1/[2(1 + (\omega_+ T_1)^2)]) \right\},$$

$$\text{где } x = 1 + \frac{1}{1 + (\omega_1 T_1/2)^2} + \frac{1}{1 + (\omega_2 T_1/2)^2};$$

$$\Omega = \omega_+ - \frac{\sigma}{2T} \cdot 2W_{th} T_1 \left\{ \frac{V_+ T_1 l (E_1^2 + E_2^2)}{2(1 + (\omega_+ T_1)^2)} + \frac{E_3^2 T_1 l_1}{4} y \right\},$$

$$\text{где } y = \frac{\omega_1}{1 + (\omega_1 T_1/2)^2} + \frac{\omega_2}{1 + (\omega_2 T_1/2)^2};$$

$$\left(\frac{\omega}{2Q_1} - \frac{\omega}{2Q_2} \right) \omega_+ T_1 + 2\alpha (E_1^2 - E_2^2) \omega_+ T_1 - \omega_1 + 2W_{th} T_1 \frac{\sigma}{2T} \frac{E_3^2 l_1}{4} \left[\frac{\omega_2 T_1}{1 + (\omega_1 T_1/2)^2} + \frac{\omega_1 T_1}{1 + (\omega_2 T_1/2)^2} \right] = 0,$$

где $\omega_+ = (\omega_1 + \omega_2)/2$, $\omega_- = (\omega_2 - \omega_1)/2$.

В случае ортогонально поляризованных ВВ в отсутствие ВП разность частот генерации ВВ (частота биений) равна разности частот Ω (связью ВВ через обратное рассеяние пренебрегаем). Наличие линейно поляризованной ВП приводит к нелинейным искажениям частотной характеристики ТКЛ.

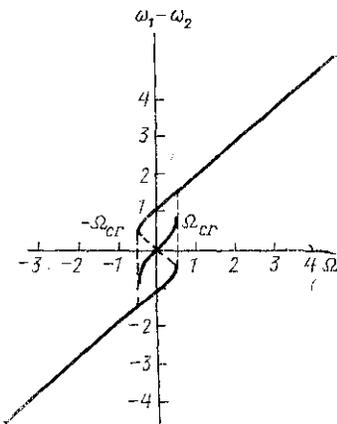


Рис. 3. Зависимость разности частот ВВ ($\omega_1 - \omega_2$) от фазовой невязности резонатора Ω в кольцевом лазере с ортогональными поляризациями ВВ при наличии ВП: $E_3 = 0,0115$, $\omega_3 = 0$

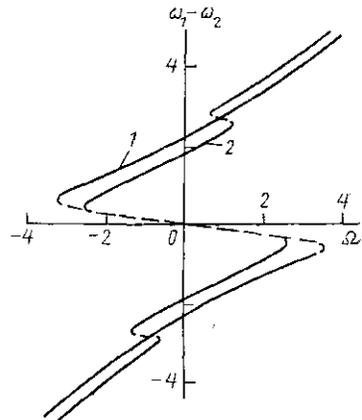


Рис. 4. Зависимость разности частот ВВ ($\omega_1 - \omega_2$) от фазовой невязности резонатора Ω в кольцевом лазере с коллинеарными поляризациями ВВ: кривая 1 — $E_3 = 0,115$, $\omega_3 = 0$; кривая 2 — $E_3 = 0,115$, $\omega_3 = 0,025$

Зависимости частоты биений $\omega_0 = \omega_1 - \omega_2$ от Ω приведены на рис. 3 для параметров, характерных для ТКЛ на YAG:Nd³⁺. Как видно из приведенных зависимостей, наличие ВП приводит к появлению гистерезисной зависимости ω_0 от Ω вблизи $\Omega = \omega_3$, что согласуется с результатом, полученным для однонаправленного режима генерации. Интерес-

но отметить, что в области $|\Omega| < \Omega_{\text{сг}}$ наблюдаются три одновременно устойчивых режима генерации: два, соответствующие «отталкиванию» генерирующих волн по разные стороны от частоты ВП, и один, соответствующий «отталкиванию» ВВ от ВП в одном направлении. При совпадающих поляризациях ВВ воздействие ВП оказывается несколько иным. Как было установлено ранее [5], в отсутствие ВП в таком лазере также наблюдается «отталкивание» частот ВВ. Зависимости частоты ω_s биений от Ω при наличии ВП на частотах соответственно $\omega_3=0$ и $0,025$ приведены на рис. 4. В случае, если частота ВП не совпадает с собственной частотой кольцевого резонатора ($\omega_3 \neq 0$), то зависимость ω_s от Ω искажается, и появляются дополнительные области гистерезиса при $|\Omega/2| \approx |\omega_3|$.

Таким образом, можно сформулировать результаты проведенных исследований.

1. Воздействие внешнего излучения позволяет создавать начальное расщепление частот ВВ за счет нелинейного взаимодействия на введенных в активном элементе решетках насыщения без введения в резонатор ТКЛ дополнительных элементов.

2. Возможно селективное управление амплитудами ВВ при изменении частоты ВП, в частности возможна стабилизация режима биений при использовании цепи обратной связи, управляющей частотой ВП.

3. При совпадении поляризаций ВВ и ВП подсветка активного элемента ослабляет самовоздействие ВВ из-за уменьшения их амплитуд.

4. Подсветка активного элемента на частоте ω_3 , не совпадающей с собственной частотой кольцевого резонатора ($\omega_3 \neq 0$), приводит к искажению частотной характеристики ТКЛ.

5. Интерференционное взаимодействие ВВ между собой и с ВП в ТКЛ приводит к возникновению бистабильных режимов генерации.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Гарбузов Д. З., Дедыш В. В., Кочергин А. В. и др. // Квант. электроника. 1989. 16, № 12. С. 2433. [2] Корниенко Л. К., Наций О. Е., Шеллаев А. Н. // Квант. электроника. 1989. 15, № 9. С. 1833. [3] Kane T. J., Cheng E. A. P. // Opt. Lett. 1988. 13, N 11. P. 970. [4] Schulz P. A. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. QE-24, N 6. P. 1039. [5] Клименкова Е. В., Ларионцев Е. Г. // Квант. электроника. 1986. 13, № 2. С. 430. [6] Diels J. C., Mc Michael J. C. // Opt. Lett. 1981. 6, N 7. P. 219. [7] Доценко А. В., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В. и др. // Квант. электроника. 1986. 13, № 1. С. 95.

Поступила в редакцию
18.03.92