

Спонтанное нарушение фазовой симметрии в газовом кольцевом лазере со связанными резонаторами

И.И.Золотоверх, Е.Г.Ларионцев

Предложена теоретическая модель, описывающая динамику излучения в газовом кольцевом лазере (ГКЛ) со связанными резонаторами. Найдены условия, при которых в ГКЛ с противофазной оптической связью резонаторов возникает спонтанное нарушение фазовой симметрии встречных волн. Показано, что при спонтанном нарушении фазовой симметрии на частотной характеристике ГКЛ появляются две ветви. В некоторой области частотных невязимостей кольцевого резонатора обе ветви могут существовать при одних и тех же условиях. В этом случае в ГКЛ возникает бистабильность излучения и могут наблюдаться гистерезисные явления.

Ключевые слова: газовый кольцевой лазер, связанные резонаторы, режим биений, фазовая невязимость, спонтанное нарушение симметрии.

1. Введение

Исследование нелинейной динамики, амплитудных и частотных характеристик излучения кольцевых лазеров со связанными резонаторами является важной задачей. В таких лазерах часть внутрирезонаторного поля основного резонатора, содержащего активную среду, вводится в дополнительный кольцевой резонатор и затем снова возвращается из него в основной резонатор. В результате в основном резонаторе возникает внешняя оптическая обратная связь (ООС), которая, как показали теоретические и экспериментальные исследования полупроводниковых кольцевых лазеров со связанными резонаторами, оказывает большое влияние на динамику генерации и характеристики выходного излучения [1–3]. В этих исследованиях было обнаружено, что существенную роль в динамике излучения и в условиях устойчивости режимов генерации играет фаза ООС [3]. В случае селективной ООС, когда в дополнительном резонаторе осуществляется спектральная фильтрация излучения, в полупроводниковых лазерах можно получать однододовую генерацию, перестраивать частоту излучения и управлять режимами генерации [4,5].

В теоретических и экспериментальных исследованиях твердотельного кольцевого лазера на YAG:Nd со связанными резонаторами было изучено влияние ООС на автомодуляционные колебания интенсивностей встречных волн [6, 7].

Кольцевые лазеры со связанными резонаторами представляют интерес для использования в гироскопии. В работах [8–10] теоретически показано, что в газовых кольцевых лазерах (ГКЛ) со связанными резонаторами можно управлять внутрирезонаторной дисперсией и создавать условия для возникновения аномальной дисперсии,

приводящей к увеличению масштабного коэффициента и чувствительности лазерного гироскопа. Недостаток этих работ заключается в том, что в них не рассматриваются динамика излучения и устойчивость режимов генерации. Для этого надо усовершенствовать теоретическую модель ГКЛ со связанными резонаторами, как это было сделано в исследованиях полупроводниковых [1–5] и твердотельных [6, 7] лазеров.

Одним из нелинейных эффектов, наблюдаемых в кольцевых лазерах и нелинейных кольцевых резонаторах, является спонтанное нарушение симметрии полей встречных волн (см., напр., [11–13]). Цель настоящей работы – теоретическое исследование спонтанного нарушения фазовой симметрии, которое, как показано ниже, может иметь место в ГКЛ со связанными резонаторами.

2. Система уравнений

На рис.1 показана схема ГКЛ со связанными резонаторами. Внутри основного кольцевого резонатора, со-

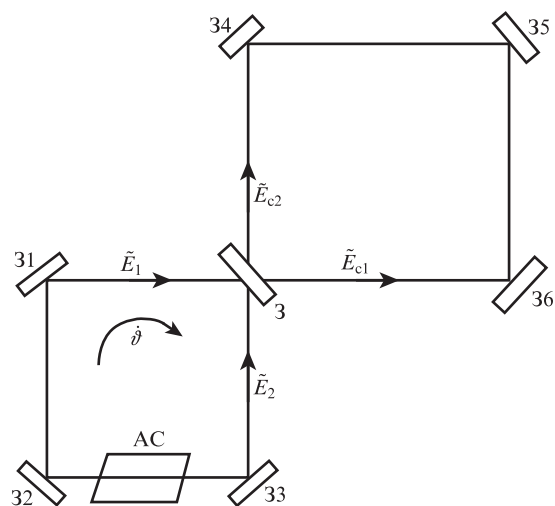


Рис.1. Схема ГКЛ со связанными резонаторами.

И.И.Золотоверх, Е.Г.Ларионцев. 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 8 ноября 2018 г., после доработки – 30 января 2019 г.

держашего активную среду (АС), распространяются две встречные волны $\tilde{E}_{1,2}$. Излучение, вышедшее из основного резонатора через частично пропускающее зеркало связи 3, возбуждает оптические поля $\tilde{E}_{c1,c2}$ во внешнем кольцевом резонаторе и возвращается снова в основной резонатор через то же зеркало.

Внутрирезонаторные поля в основном и дополнительном резонаторах запишем в виде

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{1,2}(t) &= E_{1,2}(t) \exp(i\omega_n t), \\ \tilde{E}_{c1,c2}(t) &= E_{c1,c2}(t) \exp(i\omega_n t),\end{aligned}\quad (1)$$

где ω_n – оптическая частота генерируемой моды. Комплексные амплитуды $E_{1,2}(t)$ являются медленными функциями времени и мало меняются за период оптических колебаний.

Для ГКЛ со связанными резонаторами, опираясь на аналогичные исследования полупроводниковых [4] и твердотельных [6, 7] кольцевых лазеров, запишем следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}\dot{E}_{1,2} &= \frac{\Delta\omega_r}{2} \left[\frac{\kappa_{1,2}(1+\eta)}{\kappa_0} - 1 - \alpha_{1,2}|E_{1,2}|^2 - \beta_{1,2}|E_{2,1}|^2 \right] E_{1,2} \\ &\pm i \frac{\Omega}{2} E_{1,2} + \frac{i}{2} \tilde{m}_{1,2} E_{2,1} + \frac{k_c \exp(i\varphi)}{T} E_{c1,c2},\end{aligned}\quad (2)$$

$$\begin{aligned}\dot{E}_{c1,c2} &= -\frac{\Delta\omega_c}{2} E_{c1,c2} \pm i \frac{\Omega_c}{2} E_{c1,c2} + \frac{i}{2} \tilde{m}_{c1,c2} E_{c2,c1} \\ &+ \frac{k_c \exp(i\varphi + \omega_n T_c)}{T_c} E_{1,2}.\end{aligned}\quad (3)$$

Уравнения (2) описывают генерацию встречных волн $E_{1,2}$ внутри основного резонатора с учетом воздействия полей $E_{c1,c2}$, а уравнения (3) – возбуждение встречных волн во внешнем резонаторе волнами $E_{1,2}$. Здесь $\Delta\omega_r$, $\Delta\omega_c$ – ширины полос основного и дополнительного резонаторов (внутрирезонаторные потери для встречных волн полагаются равными); $\tilde{m}_{1,2}$ и $\tilde{m}_{c1,c2}$ – комплексные коэффициенты связи, определяющие линейную связь встречных волн в основном и дополнительном резонаторах; коэффициенты $\kappa_{1,2}$ описывают линейную поляризуемость активной среды ГКЛ, а $\alpha_{1,2}$, $\beta_{1,2}$ – ее насыщение полями встречных волн; $(1 + \eta)/\kappa_0$ – отношение усиления к внутрирезонаторным потерям в максимуме кривой усиления; $\kappa_0 = \max\{\text{Re}\kappa_{1,2}\}$; η – превышение усиления над порогом; $k_c \exp(i\varphi)/T$ и $k_c \exp(i\varphi + \omega_n T_c)/T_c$ – коэффициенты оптической связи между полями в основном и дополнительном резонаторах, зависящие от амплитудного коэффициента пропускания зеркала связи k_c , времен T , T_c обхода светом контуров основного и дополнительного резонаторов, от сдвига фазы φ между отраженной и прошедшей волнами на зеркале связи, а также от набега фазы за обход дополнительного резонатора $\Phi = \omega_n T_c$.

Для обоснования рассматриваемой модели, описывающей динамику излучения ГКЛ со связанными резонаторами, можно использовать также модели связанных лазеров (см., напр., работы [14, 15]). Если в модели связанных лазеров перейти к частному случаю, когда в одном из резонаторов отсутствует усиливающая среда, то придем к рассматриваемой нами модели. Она применима при усло-

вии, что в каждом из встречных направлений в ГКЛ осуществляется одномодовая генерация.

Чувствительность к вращению связана с эффектом Саньяка, когда в основном и дополнительном резонаторах из-за вращения с угловой скоростью $\dot{\vartheta}$ появляется разность собственных частот встречных волн:

$$\Omega = \frac{8\pi S \dot{\vartheta}}{\lambda L}, \quad \Omega_c = \frac{8\pi S_c \dot{\vartheta}}{\lambda L_c},\quad (4)$$

где S , S_c – проекции площадей основного и дополнительного резонаторов на ось вращения; L , L_c – периметры кольцевых резонаторов.

Для описания взаимодействия встречных волн в активной среде будем использовать векторную теорию ГКЛ [16, 17], которая справедлива в приближении слабого поля при произвольном отношении ширин однородной и доплеровской линий.

3. Частота биений

Рассмотрим режим биений встречных волн. Будем считать, что частота биений ω_b значительно больше, чем связь встречных волн через обратное рассеяние ($|\omega_b| \gg |\tilde{m}_{1,2}|$, $|\tilde{m}_{c1,c2}|$). В этом случае при решении уравнений (2), (3) коэффициентами связи $|\tilde{m}_{1,2}|$, $|\tilde{m}_{c1,c2}|$ можно пренебречь. Для простоты ограничимся случаем, когда дополнительный резонатор оказывается нечувствительным к вращению (проекция вектора площади на ось вращения S_c равна нулю или является малой).

В режиме биений зависимость комплексных амплитуд встречных волн $E_{1,2}$ от времени представим в виде

$$E_{1,2}(t) = |E_{1,2}| \exp(\pm i\omega t),\quad (5)$$

где амплитуды $|E_{1,2}|$ волн являются постоянными и $\omega = \omega_b/2$.

Из уравнений (3) найдем

$$E_{1c,2c} = \frac{k_c \exp(i\varphi + \omega_n T_c)/T_c}{\pm i\omega + \Delta\omega_c/2} E_{1,2}.\quad (6)$$

Подставив (6) в уравнения (2) и полагая для простоты, что коэффициенты насыщения $\alpha_{1,2}$ и $\beta_{1,2}$ являются действительными величинами, получим следующее уравнение для определения ω :

$$\omega + \frac{A\omega}{\omega^2 + (\Delta\omega_c)^2/4} = \frac{\Omega}{2},\quad (7)$$

где $A = \text{Im}\{k_c^2 \exp[i(2\varphi + \omega_n T_c)]\}$.

В (7) входят два параметра, характеризующих фазу ООС: $\Phi = \omega_n T_c$ и сдвиг фазы φ между отраженной и прошедшей волнами на зеркале связи. Фазу ООС можно менять в интервале $0 - 2\pi$ при перестройке периметра дополнительного резонатора на величину порядка длины волны. Будем далее полагать, что $2\varphi + \omega_n T_c = 2\pi r \pm \pi$, где r – целое число. В этом случае оптическая связь между резонаторами увеличивает потери в основном резонаторе и уменьшает амплитуды $|E_{1,2}|$ внутрирезонаторных полей. Такую оптическую связь резонаторов будем называть противофазной.

В случае противофазной оптической связи уравнение (7) перепишем в виде

$$\omega - \frac{\omega_0^2 \omega}{\omega^2 + (\Delta\omega_c)^2/4} = \frac{\Omega}{2}, \quad (8)$$

где $\omega_0 = k_c/\sqrt{TT_c}$.

Из (8) следует, что в отсутствие вращения ($\Omega = 0$) в случае противофазной оптической связи частота биений $\omega_b = 2\omega$ определяется выражением

$$\omega_b = \pm 2\sqrt{\omega_0^2 - (\Delta\omega_c)^2/4}. \quad (9)$$

Таким образом, противофазная оптическая связь в отсутствие невязности в основном и дополнительном резонаторах (из-за вращения или под действием магнитных полей) приводит к возникновению неравенства частот встречных волн. Другими словами, можно сказать, что оптическая связь приводит к возникновению частотной подставки, которая, в соответствии с (9), может принимать два противоположных по знаку значения. Этот эффект принято называть спонтанным нарушением фазовой симметрии встречных волн.

Из (9) следует, что спонтанное нарушение фазовой симметрии возникает при выполнении условия

$$k_c/\sqrt{TT_c} > \Delta\omega_c/2. \quad (10)$$

На рис.2,*a* показана зависимость частоты биений $f_b = \omega_b/2\pi$ от частотной невязности основного кольцевого резонатора $\Omega/2\pi$. Здесь сплошная кривая соответствует частоте биений $\omega_b = 2\omega$, рассчитанной по формуле (8). Как видно из рис.2,*a*, существуют два режима с противоположными по знаку частотами биений. На рис.2,*б* и *в* эти же результаты показаны в более узких частотных интервалах.

При расчетах были выбраны следующие параметры: периметры основного и дополнительного резонаторов $L = 10$ см и $L_c = 40$ см, потери за обход основного и дополнительного резонаторов 0.005 и 0.002 соответственно, амплитудный коэффициент пропускания зеркала связи $k_c = 0.001$. При указанных значениях параметров в случае противофазной оптической связи из-за спонтанного нарушения фазовой симметрии встречных волн возникает частотная подставка; в соответствии с формулой (9) $f_b = \omega_b/2\pi = \pm 413.5$ кГц. В результате этого на частотной характеристике ГКЛ появляются две ветви (см. рис.2,*a*). Существует область частотных невязностей Ω , в которой обе ветви могут сосуществовать. В этом случае в ГКЛ возникает бистабильность излучения и могут наблюдаться гистерезисные явления.

Проводилось также численное решение системы уравнений (2), (3) в случае противофазной оптической связи. Все параметры резонатора в этом случае были выбраны такими же, как и при расчетах по формуле (8). Коэффициенты $\kappa_{1,2}$, описывающие линейную поляризуемость активной среды ГКЛ, и коэффициенты насыщения $\alpha_{1,2}$, $\beta_{1,2}$ были рассчитаны по формулам, приведенным в работах [16, 17] для кольцевого He-Ne-лазера на переходе неона $3s_2-2p_4$ с длиной волны 0.63 мкм. Рассматривался одноизотопный лазер при давлении $p = 700$ Па с доплеровской шириной линии $k\mu/2\pi = 800$ МГц, однородной шириной линии перехода $\gamma_{ab}/2\pi = 357$ МГц, шириной верхнего уровня $\gamma_a/2\pi = 32$ МГц и шириной нижнего уровня $\gamma_b/2\pi = 85$ МГц. Предполагалось, что магнитное поле H , создающее расщепление магнитных подуровней неона, отсутствует ($H = 0$).

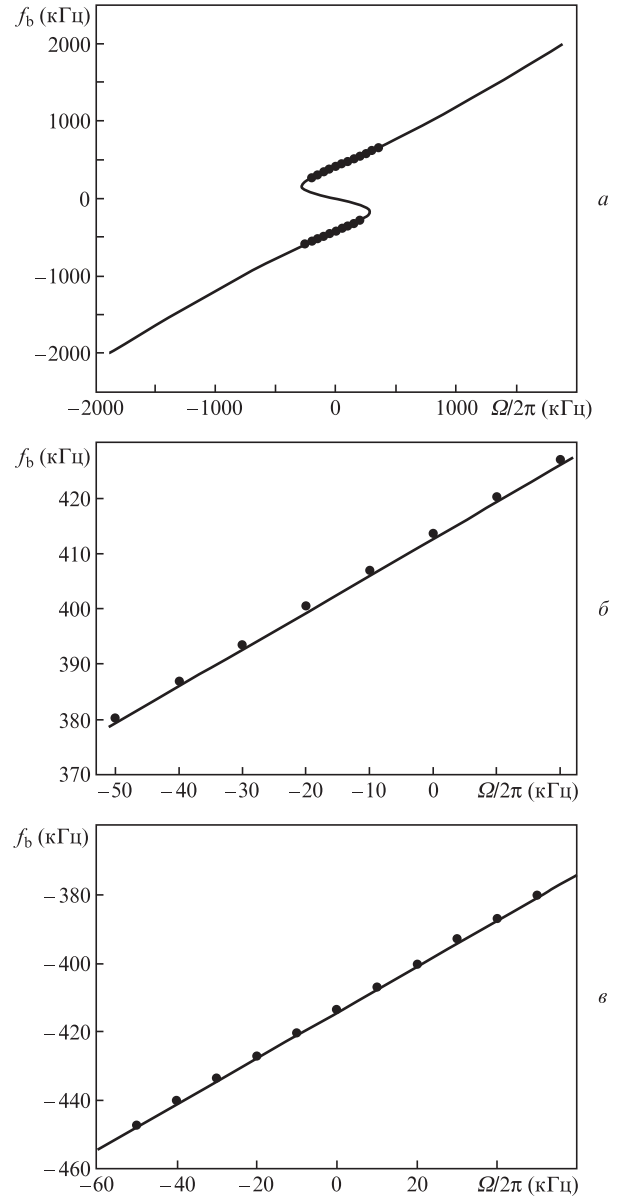


Рис.2. Зависимость частот биений встречных волн $f_b = \omega_b/2\pi$ от частотной невязности основного кольцевого резонатора $\Omega/2\pi$ при наличии бистабильности (*a*); бистабильные режимы с противоположными значениями частот биений, показанные в более узких частотных интервалах (*б*, *в*): сплошные кривые – частоты биений $\omega_b = 2\omega$, рассчитанные по формуле (8), точки – результаты, полученные при численном решении уравнений (2), (3), значения параметров приведены в тексте статьи.

Точками на рис.2,*a* показаны результаты, полученные при численном решении уравнений (2), (3) с коэффициентами связи встречных волн $\tilde{m}_{1,2} = m \exp(-i\pi/2)$, $m/2\pi = 100$ Гц. Превышение усиления над порогом η полагалось равным 0.5.

Как было отмечено выше, противофазная оптическая связь между резонаторами уменьшает интенсивность внутррезонаторного поля в основном резонаторе. При указанных выше параметрах, как показало численное решение уравнений (2), (3), уменьшение интенсивности составило 20%. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что аналитическое решение (8), не учитывающее влияние связи встречных волн через обратное рассеяние, хорошо согласуется с результатами расчетов с учетом связи.

4. Заключение

В работе предложена теоретическая модель, описывающая динамику излучения в ГКЛ со связанными резонаторами. Показано, что в рамках этой модели в случае противофазной оптической связи резонаторов может наблюдаться спонтанное нарушение фазовой симметрии встречных волн, приводящее к возникновению частотной подставки и образованию двух ветвей на частотной характеристике ГКЛ. Эти ветви соответствуют двум бистабильным режимам биений встречных волн с противоположными по знаку частотами биений. Получено приближенное аналитическое решение (8), которое достаточно хорошо согласуется с точными результатами, рассчитанными на основе рассмотренной модели ГКЛ со связанными резонаторами. Найдены условия (10), при выполнении которых в ГКЛ с противофазной оптической связью резонаторов возникает спонтанное нарушение фазовой симметрии встречных волн.

Авторы выражают благодарность И.И.Савельеву, который стимулировал наш интерес к исследованию кольцевых лазеров со связанными резонаторами.

- Mashal L., Van der Sande G., Gelens L., Danckaert J., Verschaffelt G. *Opt. Express*, **20**, 22503 (2012).
- Khoder M., Van der Sande G., Danckaert J., Verschaffelt G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **28**, 959 (2016).
- Friart G., Van der Sande G., Khoder M., Erneux T., Verschaffelt G. *Opt. Express*, **25**, 339 (2017).
- Ermakov V., Beri S., Ashour M., Danckaert J., Docter J., Bolk J., Leijtens X.J.M., Verschaffelt G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **48**, 129 (2012).
- Khoder M., Verschaffelt G., Nguimdo R.M., Bolk J., Leijtens X.J.M., Danckaert J. *Opt. Lett.*, **38**, 2608 (2013).
- Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **48**, 1 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 1 (2018)].
- Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **48**, 510 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 510 (2018)].
- Schaar J.E., Yum H.N., Shahriar S.M. *Proc. SPIE*, **7949**, 794914 (2011).
- Han X., Luo H., Qu T., Wang Z., Yuan J., Bin Z. *J. Opt.*, **16**, 125401 (2014).
- Wang Z., Yuan B., Xiao G., Fan Z., Yuan J. *Appl. Opt.*, **54**, 9568 (2015).
- Skryabin D.V., Vladimirov A.G., Radin A.M. *Opt. Commun.*, **116**, 109 (1995).
- Камышева А.А., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **36**, 763 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 763 (2006)].
- Del Bino L., Silver J.M., Stebbings S.L., Del'Haye P. *Sci. Rep.*, **7**, 43142 (2017).
- Глова А.Ф., Курчатov С.Ю., Лиханский В.В., Лысиков А.Ю., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **23**, 515 (1996) [*Quantum Electron.*, **26**, 500 (1996)].
- Fabiny L., Colet P., Roy R., Lenstra D. *Phys. Rev. A*, **47**, 4287 (1993).
- Хромых А.М., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **4**, 27 (1977) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **7**, 13 (1977)].
- Савельев И.И., Хромых А.М., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **6**, 1155 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **9**, 682 (1979)].