

# Захват частоты генерации полупроводникового лазера кольцевым волоконным резонатором

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, А.А.Фотиади, К.Панайотов

*Построена модель генерации одночастотного полупроводникового лазера с обратной связью через волоконный кольцевой интерферометр. Показано, что при определенном уровне обратной связи происходит захват частоты генерации полупроводникового лазера пиком пропускания волоконного интерферометра, сопровождающийся сужением спектральной линии и снижением уровня шумов. Описанные эффекты находятся в качественном согласии с данными экспериментов.*

**Ключевые слова:** захват частоты, кольцевой волоконный резонатор, полупроводниковый лазер.

## 1. Введение

Стабилизация и сужение линии генерации полупроводниковых лазеров вызывает значительный интерес вследствие большого количества потенциальных приложений. В их числе когерентная оптическая связь, системы распределенного мониторинга и применения микроволновой фотоники [1–4]. Одним из наиболее перспективных механизмов сужения линии излучения полупроводникового лазера является захват частоты при помощи обратной связи от внешнего резонатора [5]. Этот сравнительно простой метод позволяет разработать недорогие узкополосные источники на основе стандартных диодных лазеров, что выгодно отличает его от применения систем с активной обратной связью.

Традиционная схема захвата частоты состоит из узкополосного оптического фильтра в цепи слабой обратной связи. В последние годы активно исследуются решения, в которых в качестве оптического фильтра используется микрорезонатор, поддерживающий моды «шепчущих галерей» [6–11]. Сообщается, что использование такой схемы позволило достичь ширины линии порядка 1 Гц [11], однако ее определенным недостатком – ограниченная возможность подстройки параметров. Альтернативным вариантом являются полностью волоконные схемы с более длинным, но менее добротным внешним резонатором, например схемы на основе внешнего кольцевого резонатора [12, 13]. При использовании стандартных волоконных компонентов это позволило получить схожие значения ширины линии при существенно менее жестких требованиях к элементам системы, реализуемой в более

дешевых конфигурациях. Такие решения особенно перспективны для дальнейшей разработки на их основе двухчастотных источников излучения, востребованных в задачах распределенного мониторинга, RF-спектрометрии и т.д., поскольку в волоконном резонаторе захваченное узкополосное излучение диодного лазера эффективно генерирует бриллюэновский сигнал, причем разность частот излучения накачки и стоксовой бриллюэновской компоненты неизменна и составляет около 11 ГГц для стандартного кварцевого волокна [14, 15]. Таким образом, изучение диодных лазеров с указанным типом обратной связи представляет значительный прикладной интерес.

Вместе с тем следует отметить, что полупроводниковые лазеры с обратной связью представляют собой сложную динамическую систему, демонстрирующую большое разнообразие состояний – от стабильной генерации, периодических и квазипериодических осцилляций до режима хаотической генерации [16–20]. Несмотря на то что их динамика изучена достаточно хорошо, в том числе и в случае обратной связи через частотный фильтр [21, 22], работы по изучению динамики генерации полупроводникового лазера с обратной связью через кольцевой резонатор нам неизвестны. Специфической особенностью данного типа обратной связи являются периодические скачки частоты генерации [13, 14], ограничивающие стабильность работы лазера. Тема настоящей работы – теоретическое изучение и моделирование динамики генерации полупроводникового лазера с обратной связью через кольцевой волоконный резонатор – на наш взгляд, является актуальной, при этом ее результаты должны дать по меньшей мере качественное объяснение экспериментальным наблюдениям.

## 2. Модель

На рис.1 приведена система, состоящая из полупроводникового лазера и кольцевого волоконного резонатора, соединенных в цепь обратной связи. Рассмотрена стандартная модель полупроводникового лазера с резонатором Фабри–Перо (ФПЛ). Дальнейшие расчеты справедливы и для полупроводникового лазера с распределенной обратной связью (РОС) в том приближении, что коэффициент отражения выходного зеркала ФПЛ может быть

**И.О.Золотовский, Д.А.Коробко.** Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42, e-mail: rafzol.14@mail.ru, korobkotam@rambler.ru

**А.А.Фотиади.** University of Mons (Belgium), 20, place du Pare, B7000 Mons, Belgium; Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42, e-mail: fotiadi@mail.ru

**К.Панайотов.** Brussels Photonics Team, Department of Applied Physics and Photonics (B-PHOT TONA), Vrije Universiteit Brussels, Pleinlaan 2, 1050 Brussels, Belgium

Поступила в редакцию 8 июня 2017 г., после доработки – 13 июля 2017 г.

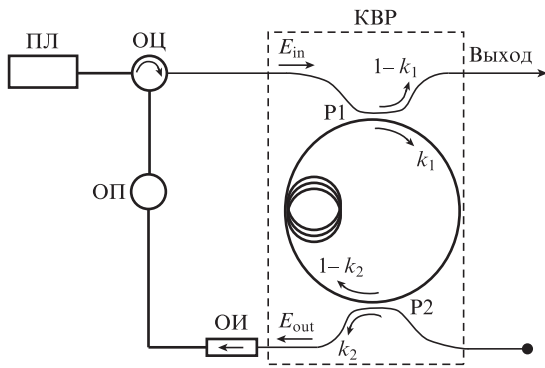


Рис.1. Схема полупроводникового лазера с обратной связью через кольцевой волоконный резонатор:  
 ПЛ – полупроводниковый лазер; ОЦ – оптический циркулятор; КВР – кольцевой волоконный резонатор; ОП – оптический переключатель (позволяет размыкать цепь обратной связи); P1, P2 – разветвители с коэффициентами деления  $k_1$  и  $k_2$  соответственно; ОИ – оптический изолятор.

соотнесен с коэффициентом связи  $\sigma L$  в периодической структуре РОС-лазера (так, коэффициенту отражения внешних зеркал резонатора ФПЛ  $R = 0.32$  можно поставить в соответствие коэффициент связи РОС-лазера  $\sigma L = 2.2$  [17]).

Рассматриваемый диапазон частот ограничен несколькими резонансами кольцевого интерферометра длиной в несколько метров, что соответствует спектральной полосе шириной до десятков гигагерц. Характерное время обхода резонатора  $\tau_L$  для ФПЛ составляет несколько пикосекунд. Для РОС-лазера с резонатором той же длины эта величина несколько меньше, но близка по порядку. Свободный спектральный диапазон полупроводникового лазера (FSR)  $1/\tau_L > 100$  ГГц (здесь мы пренебрегаем неэквидистантным расстоянием между модами РОС-лазера). Таким образом, интерес представляет только одна продольная мода, обладающая наибольшим коэффициентом усиления и самым низким порогом генерации. В этом смысле рассматриваемый полупроводниковый лазер можно назвать одночастотным. Следует также добавить, что эффекты, связанные с поляризацией излучения, не учитывались, т.е. поле излучения считается плоскополяризованным и все элементы (изолятор, разветвители) сохраняют его поляризацию.

Для исследования динамики генерации смоделирована стандартная система уравнений Ленга–Кобаяши для полупроводникового лазера с обратной связью, которая описывает изменение числа фотонов  $S$ , фазы  $\varphi$  и числа носителей  $n$  [23]:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} &= \left[ G(n - n_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] S + Q + 2k_c \sqrt{f_{\text{ext}}} \sqrt{S(t)S(t - \tau_0)} \\ &\quad \times \cos[\omega_0 \tau_0 + \varphi(t) - \varphi(t - \tau_0)] + F_S(t), \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{1}{2} \alpha G(n - n_{\text{th}}) - k_c \sqrt{f_{\text{ext}}} \sqrt{\frac{S(t - \tau_0)}{S(t)}} \\ &\quad \times \sin[\omega_0 \tau_0 + \varphi(t) - \varphi(t - \tau_0)] + F_\varphi(t), \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{I - I_{\text{th}}}{e} - \frac{n}{\tau_s} - G(n - n_0) S + F_n(t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\tau_0$  – время задержки обратной связи;

$$k_c = \frac{1}{\tau_L} \frac{1 - R}{\sqrt{R}} \quad (2)$$

– параметр, определяемый коэффициентом отражения зеркала полупроводникового лазера  $R$  и эффективным временем пробега резонатора  $\tau_L = 2n_{\text{ref}}L_D/c$ ;  $f_{\text{ext}}$  – доля возвращаемой в резонатор мощности;  $\omega_0 = d\varphi/dt|_{n=n_{\text{th}}}$  – центральная частота генерации полупроводникового лазера на пороге генерации в отсутствие обратной связи и шумов;  $\alpha$  – коэффициент спектрального уширения полупроводника;  $I - I_{\text{th}}$  – разность между рабочим и пороговым токами;  $e$  – элементарный заряд;  $\tau_s$  – время жизни носителей;  $\tau_p$  – время жизни фотона; усиление  $g = G(n - n_0)$  записано в линейном приближении относительно числа неравновесных носителей ( $n_0$  – число неравновесных носителей, соответствующее нулевому усилению);  $n_{\text{th}}$  – число носителей, соответствующее порогу генерации;  $Q = \beta/\tau_p$  описывает спонтанную эмиссию ( $\beta$  – коэффициент инверсии);  $F_i$  – ланжевенковские шумовые силы с гауссовым распределением, введены стандартным способом (аналогично [24]) и вычисляются при помощи генератора случайных чисел. Значения параметров, принятые при моделировании, являются типичными для полупроводниковых лазеров и приведены ниже.

Длина резонатора полупроводникового лазера $L_D$ (мкм) . . . . .	300
Коэффициент преломления полупроводника $n_{\text{ref}}$ . . . . .	3.53
Коэффициент спектрального уширения $\alpha$ . . . . .	5
Время жизни носителей $\tau_s$ (нс) . . . . .	2
Время жизни фотона $\tau_p$ (пс) . . . . .	4
Коэффициент отражения зеркала $R$ . . . . .	0.32
Число неравновесных носителей, соответствующее нулевому усилению, $n_0$ . . . . .	$10^8$
Дифференциальное усиление $G$ ( $\text{с}^{-1}$ ) . . . . .	$10^4$
Коэффициент инверсии $\beta$ . . . . .	2.2
Длина волны излучения, соответствующая центру спектра свободного лазера на пороге генерации, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ (нм) . . . . .	1550
Пороговый ток $I_{\text{th}}$ (мА) . . . . .	15
Рабочий ток $I$ (мА) . . . . .	17

Решив систему (1), можно аналитически найти величины  $S_{\text{th}}$  и  $n_{\text{th}}$ , соответствующие порогу генерации, т.е. стационарным значениям (в отсутствие шумов) характеристик излучения уединенного полупроводникового лазера. Дальнейшее решение полученной модельной системы нелинейных уравнений проводилось численно методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Спектральные характеристики определялись как фурье-преобразование временной зависимости  $E(t) = \sqrt{S(t)} \exp[i\varphi(t)]$ . В отсутствие обратной связи усредненные по времени  $t$  параметры генерации – среднее число носителей  $\langle n \rangle$ , среднее число фотонов  $\langle S \rangle$  и средняя частота  $\omega = \langle d\varphi/dt \rangle$  – определяются величиной рабочего тока  $I$  и могут быть найдены из стационарного решения системы (1) с учетом того, что  $f_{\text{ext}} = 0$ , а ланжевенковские шумовые силы представляют собой независимые гауссовы процессы с нулевым средним значением. Как показывает численное решение системы (1), в этом случае лазер обладает спектральной линией с шириной  $\sim 10$  МГц. На рис.2,а показаны типичная линия генерации полупроводникового лазера без обратной связи и

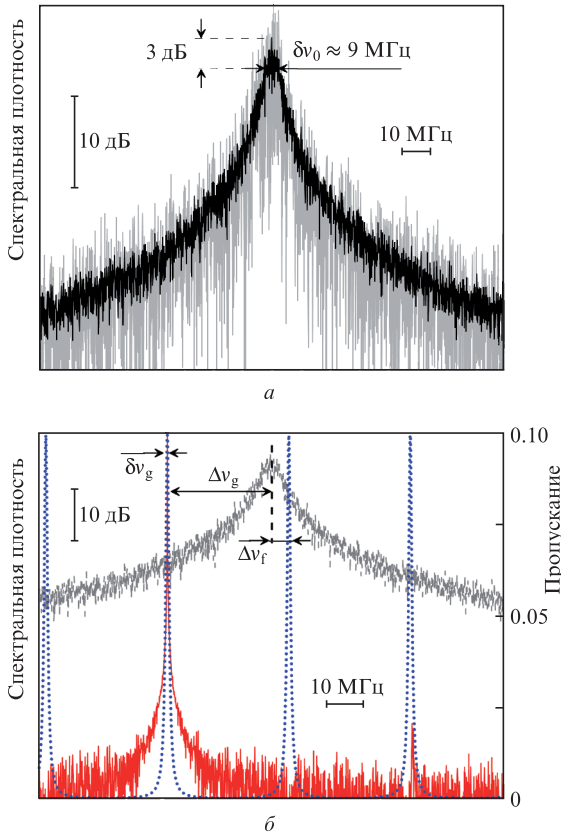


Рис.2. Спектр генерации полупроводникового лазера без обратной связи (фон – типичная линия генерации; выделенный спектр получен усреднением десяти различных линий) (а) и пример стабилизации излучения полупроводникового лазера при обратной связи через кольцевой интерферометр длиной  $L_r = 4$  м с пропусканием  $I_{ext} = 4 \times 10^{-4}$  (фон – усредненный спектр свободного полупроводникового лазера; пунктирной кривой показано пропускание  $|k_{ext}|^2$  кольцевого интерферометра) (б).

спектр, полученный усреднением десяти различных линий, соответствующих разным независимым шумам. Его ширина составляет около 9 МГц на уровне 3 дБ от максимального значения.

Из системы (1) следует, что при включении обратной связи происходит изменение уровня порогового усиления и частоты генерации полупроводникового лазера, которые определяются долей возвращаемой в резонатор мощности  $f_{ext}$  и фазой обратной связи. В пренебрежении шумовыми силами можно получить следующие уравнения для частоты генерации лазера с обратной связью  $\omega = d\varphi/dt$  (часто называемой частотой моды внешнего резонатора) и изменения порога усиления  $\Delta g$  [16, 17, 23]:

$$(\omega - \omega_0)\tau_0 = -C \sin(\omega\tau_0 + \arctan \alpha), \tag{3}$$

$$\Delta g = -2k_c \sqrt{f_{ext}} \cos(\omega\tau_0),$$

где параметр  $C = k_c \tau_0 \sqrt{f_{ext}(1 + \alpha^2)}$  называют приведенным коэффициентом обратной связи. Из анализа устойчивости системы (1) к малым возмущениям может быть получено выражение для ширины линии генерации  $\delta\nu_g$ , которая при этом связана с шириной линии свободного лазера  $\delta\nu_0$  как  $\delta\nu_g \sim \delta\nu_0/[1 + C \cos(\omega\tau_0 + [\arctan \alpha])^2]$  [16, 17, 23]. Эти выражения лежат в основе принципа стабилизации и сужения линии полупроводникового лазера посредством обратной связи. В зависимости от величины

параметра  $C$  можно выделить несколько сценариев. При  $C < 1$  ширина линии определяется в основном фазой обратной связи  $\omega\tau_0$  (режим I), с ростом  $f_{ext}$  в переходном режиме ( $C \geq 1$ ) наблюдается сужение линии (режим II). С дальнейшим увеличением  $f_{ext}$  ( $C \gg 1$ ) происходит захват частоты, на которой выполняется условие  $\omega\tau_0 = 2\pi - \arctan \alpha$ , при этом ширина линии минимальна (режим III). Последний сценарий ограничен некоторым значением  $f_{ext}$ , при превышении которого происходит так называемый коллапс когерентности, сопровождающийся значительным уширением линии генерации (режим IV) [16].

Особенностью настоящей работы является учет резонанса в цепи обратной связи; при этом, в отличие от работ, в которых проводится анализ обратной связи с частотным лоренцевым фильтром [21], нами рассматривается частотный фильтр с несколькими линиями пропускания, соответствующими прохождению кольцевого волоконного резонатора. Амплитудный коэффициент отражения кольцевого резонатора  $k_{ext}(\omega)$  связывает амплитуды входящего в кольцевой интерферометр и проходящего через него полей:  $E_{out} = k_{ext}E_{in}$  (см. рис.1), а следовательно, определяет долю возвращаемой в резонатор мощности  $f_{ext} = |k_{ext}|^2 I_{ext}$ , где  $I_{ext}$  – пропускание с учетом потерь в цепи обратной связи. В частности, в их число входят составляющие около 30 дБ потери на встроенном на выходе большинства современных полупроводниковых лазеров оптическом изоляторе, предотвращающем нежелательную обратную связь. Коэффициент отражения резонатора может быть выражен как [13]

$$k_{ext}(\omega) = \frac{\sqrt{(1 - \gamma_1)k_1 k_2} \exp(i\omega\tau_r)}{\sqrt{\delta(1 - \gamma_1)(1 - k_1) - \exp(i\omega\tau_r)}}, \tag{4}$$

где  $k_1, k_2$  – коэффициенты деления разветвителей;  $\delta = (1 - k_2) \times 10^{-(\zeta + \gamma_2)/10}$  – коэффициент передачи мощности кольцевым резонатором (дБ), определяемый потерями в выходном разветвителе и потерями  $\zeta$  в волоконных соединениях в кольцевом интерферометре (потери в волнолке пренебрегаются);  $\gamma_1, \gamma_2$  – коэффициенты потерь в разветвителях;  $\tau_r$  – время задержки в кольцевом резонаторе. Параметры кольцевого резонатора соответствуют режиму связи, близкому к критическому [13] (приведены ниже).

Длина кольцевого резонатора $L_r$ (м) . . . . .	4
Длина соединительного волокна $L_{con}$ (м) . . . . .	2.56
Коэффициент преломления волокна $n_f$ . . . . .	1.5
Пропускание в цепи обратной связи $I_{ext}$ . . . . .	$0.4 \times 10^{-4}$
Коэффициент деления $k_1$ . . . . .	0.1
Коэффициент деления $k_2$ . . . . .	0.01
Потери в разветвителях $\gamma_1, \gamma_2$ (дБ) . . . . .	0.1
Потери мощности в кольцевом резонаторе $\delta$ (дБ) . . . . .	0.35

Для учета резонанса в обратной связи отвечающие за нее члены в системе (1) должны быть переписаны через свертки, соответствующие отклику после прохождения кольцевого интерферометра. Таким образом, вторые слагаемые в правой части первого и второго уравнений системы (1) принимают вид

$$k_c \sqrt{I_{ext}} \int_0^{t - \tau_0 - \tau_r} dt |k_{ext}(t)| \sqrt{S(t) S(t - \tau_0 - \tau_r - t)} \times$$

$$\times \cos[\omega_0(\tau_0 + \tau_r + \tau) + \varphi(t) - \varphi(t - \tau_0 - \tau_r - \tau) + \arg(k_{\text{ext}}(\tau))],$$

$$k_c \sqrt{l_{\text{ext}}} \int_0^{t-\tau_0-\tau_r} d\tau |k_{\text{ext}}(\tau)| \sqrt{S(t - \tau_0 - \tau_r - \tau)/S(t)}$$

$$\times \sin[\omega_0(\tau_0 + \tau_r + \tau) + \varphi(t) - \varphi(t - \tau_0 - \tau_r - \tau) + \arg(k_{\text{ext}}(\tau))].$$

Здесь  $\tau_0 = n_f L_{\text{con}}/c$  – время задержки в соединительном волокне;  $\tau_r = n_f L_r/c$  – время задержки в кольцевом интерферометре;  $n_f$  – коэффициент преломления волокна;  $k_{\text{ext}}(\tau)$  – функция источника обратной связи, полученная как обратное фурье-преобразование от  $k_{\text{ext}}(\omega)$ . Эта функция отлична от нуля только для моментов времени, соответствующих полному обходу кольцевого интерферометра:  $\tau = m\tau_r, m = 0, 1, \dots, +\infty$ .

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис.2,б показан типичный пример стабилизации излучения для указанных параметров. При моделировании была задана разность между ближайшим резонансом интерферометра и пороговой частотой  $\omega_0/2\pi$ , которая обозначена как  $\Delta\nu_f = 8.5$  МГц. Как можно видеть, однако, каналом обратной связи является другой резонанс интерферометра – вследствие снижения порога и смещения частоты генерации лазера выгоды режим обратной связи через пик пропускания с пониженной частотой. Разность между частотой генерации лазера с обратной связью и пороговой частотой  $\omega_0/2\pi$  обозначена как  $\Delta\nu_g$ . В данном случае  $\Delta\nu_g = -41$  МГц. Ширина линии генерации по уровню 3 дБ  $\delta\nu_g$  составляет менее 20 кГц. Таким образом, линия сужена более чем в 450 раз. Следует отметить, что точность подсчетов ограничена временем моделирования. Для представления спектра вычисляется  $2^{19}$  точек с шагом 50 пс, что обеспечивает шаг по частоте  $\delta\nu \approx 40$  кГц. Повышение точности связано со значительным увеличением вычислительных затрат, в настоящей работе она ограничена шагом  $\delta\nu/2 \approx 20$  кГц.

Из рис.2,б видно, что снижение порога генерации фиксируется только для отдельного пика пропускания интерферометра. Для него характерна конструктивная интерференция в резонаторе полупроводникового лазера между полем, генерируемым в резонаторе, и излучением обратной связи. На частотах, соответствующих соседним резонансам интерферометра, имеет место деструктивная интерференция, повышающая порог генерации. Для остального частотного диапазона порог неизменен, что в результате приводит к снижению относительного уровня шума. В частности, в данном примере уровень шума снижен более чем на 30 дБ.

Рассмотрим далее изменение спектральных характеристик лазера при различном уровне обратной связи (рис.3). На рис.3,а показано изменение линии генерации лазера при увеличении обратной связи от  $l_{\text{ext}} = 6.25 \times 10^{-6}$  до  $4 \times 10^{-4}$ . Отметим, что при малой обратной связи ( $l_{\text{ext}} = 6.25 \times 10^{-6}$ ) спектр свободного лазера искажается, однако снижения порога недостаточно для подавления генерации в области центральной частоты свободного лазера. Искажения спектра возникают вблизи частот, соответствующих модам кольцевого интерферометра. В области, ближайшей к центру моды, происходит деструктивная интерференция, повышающая порог генерации, что приводит к образованию провала интенсивности. В районе

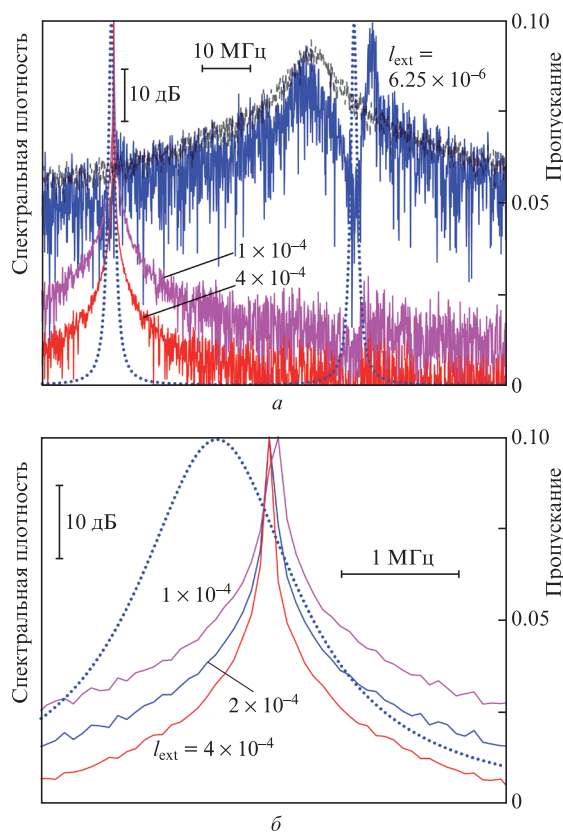


Рис.3. Спектры лазера при различном уровне обратной связи, а также спектр свободного лазера и пропускание  $|k_{\text{ext}}|^2$  кольцевого интерферометра (пунктирная кривая) (а). То же в более крупном масштабе вблизи пика пропускания  $|k_{\text{ext}}|^2$  (б).

соседней моды порог генерации снижается (происходит конструктивная интерференция), однако величина обратной связи недостаточна для смещения частоты генерации в эту область. Напротив, максимум генерации смещается в зону ближайшей моды интерферометра, но имеет нерезонансный характер.

При увеличении обратной связи до  $l_{\text{ext}} > 2 \times 10^{-5}$  линия генерации смещается в область конструктивной интерференции и становится связанной с пиком пропускания интерферометра (см. рис.3,а). Отметим, что при увеличении обратной связи происходит стабилизация генерации, т.е. сужение линии и снижение уровня фоновых шумов. Из рис.3,б видно, что с увеличением обратной связи от  $l_{\text{ext}} = 1 \times 10^{-4}$  до  $4 \times 10^{-4}$  наряду с сужением линии происходит фиксация частоты генерации в области пика пропускания интерферометра. Этот эффект можно назвать «захватом» линии генерации. При дальнейшем росте обратной связи ( $l_{\text{ext}} > 5 \times 10^{-4}$ ) наблюдаются возбуждение множества дополнительных мод кольцевого интерферометра, уширение линии генерации, т.е. явления, характерные для «коллапса когерентности». В настоящей работе эти явления не рассматриваются, поэтому максимальный уровень обратной связи ограничен значением  $l_{\text{ext}} = 1 \times 10^{-4}$ . В дальнейшем полагаем, что величина обратной связи равна именно этому значению.

Наконец рассмотрим особенности захвата линии генерации при изменении отстройки  $\Delta\nu_f$  – между центром спектра свободного лазера и ближайшим резонансом интерферометра. Физически это может соответствовать температурным колебаниям длины кольцевого резонатора или модуляциям тока в полупроводниковом лазере. На

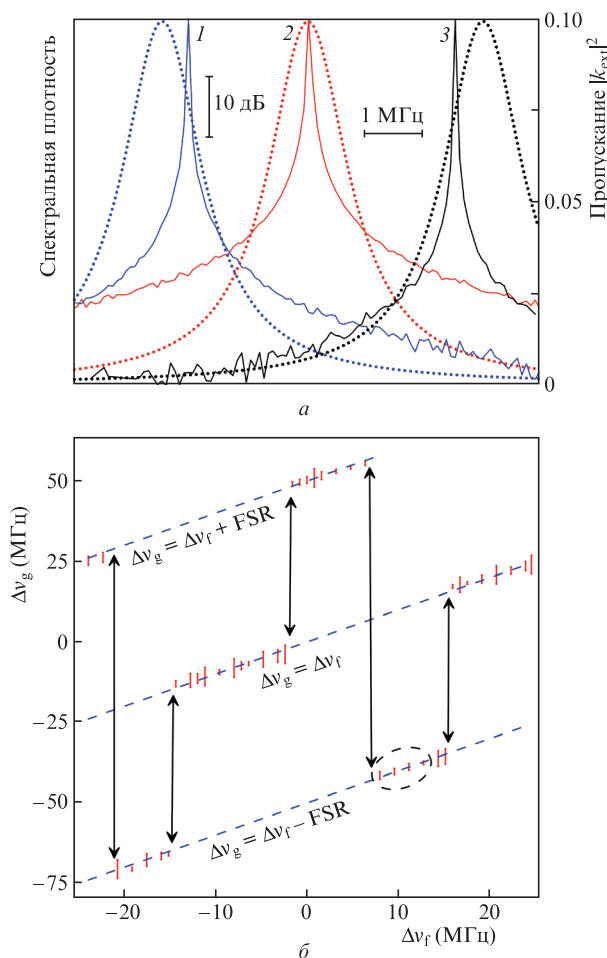


Рис.4. Линии генерации лазера с обратной связью и пропускание отдельного резонанса кольцевого интерферометра (пунктирные кривые) для отстройки  $\Delta\nu_f = 8.4$  (1), 11 (2) и 14 МГц (3) (а), а также изменение частоты генерации лазера с обратной связью в зависимости от  $\Delta\nu_f$  (б). Вертикальные штрихи обозначают ширину линии генерации  $\delta\nu_g$  по уровню 3 дБ (в масштабе 30:1). Штриховые линии показывают изменение частот трех пиков пропускания кольцевого интерферометра со свободным спектральным параметром  $FSR = n_f L_f / c$ , стрелки – перескок линии генерации. Показана также область, соответствующая рис.4,а.

рис.4,а приведены линии генерации лазера с обратной связью, полученные при различных отстройках  $\Delta\nu_f$ . Как видно из рисунка, вследствие резонансной зависимости  $f_{ext}(\omega)$  небольшим изменениям  $\Delta\nu_f$  соответствуют небольшие изменения частоты генерации  $\Delta\nu_g$ , т.е. в определенных пределах линия генерации следует за изменениями частоты максимума пропускания кольцевого интерферометра. Необходимо, однако, отметить, что сдвиг частоты конструктивной интерференции отличается от сдвига  $\Delta\nu_f$ , т.е. частота генерации изменяет свое положение внутри пика пропускания, что происходит из-за нелинейной зависимости изменения частоты  $\Delta\nu_g$  от величины обратной связи (3).

Основной результат настоящей работы отражен на рис.4,б, где показано изменение частоты генерации в зависимости от отстройки  $\Delta\nu_f$ . Моментом, заслуживающим внимания, является то, что размеры непрерывных участков захвата частоты генерации составляют около 10 МГц, и, таким образом, при изменении отстройки в пределах одного участка частота генерации меняется непрерывно, оставаясь связанной с определенным пиком пропускания

кольцевого интерферометра. Это означает, что при достаточно существенных колебаниях температуры или модуляющих рабочего тока поддерживается механизм стабильной генерации с обратной связью, непрерывно подстраивающий частоту генерации и, как правило, сохраняющий ширину линии. Ширина линии генерации определяется видом потенциальной ямы, связанной с пиком пропускания интерферометра, в которой оказывается динамическая система с обратной связью [25, 26].

Шумовые воздействия «сбивают» настройку конструктивной интерференции и приводят к уширению линии генерации. Отметим, что при некоторых значениях отстройки  $\Delta\nu_f$  возникает ситуация равнозначного выбора между каналами обратной связи. В этом случае под воздействием шумов может происходить «перескок» между модами кольцевого интерферометра, что также приводит к скачку частоты генерации на величину, кратную свободному спектральному параметру интерферометра  $FSR = n_f L_f / c$ . Очевидно, что стохастические перескоки частоты ограничивают стабильность лазера и снижают его характеристики, поэтому технически важным для обеспечения устойчивой генерации является обеспечение термической стабильности и снижение шумовых модуляций питания.

#### 4. Заключение

В работе построена модель генерации одночастотного полупроводникового лазера с обратной связью через волоконный кольцевой интерферометр. Показано, что при определенном уровне обратной связи происходит захват частоты генерации полупроводникового лазера пиком пропускания волоконного интерферометра, сопровождающийся сужением спектральной линии и снижением уровня шумов. Установлено также, что при изменениях параметров системы, приводящих к сдвигу пиков пропускания интерферометра относительно частоты генерации свободного полупроводникового лазера (вариации длины волокна, модуляции тока), частота генерации лазера с обратной связью в определенном диапазоне непрерывно изменяется, оставаясь в пределах пика пропускания. Кроме того, установлено, что при определенных отстройках пика пропускания от частоты генерации свободного лазера происходит перескок частоты генерации лазера с обратной связью, связанный со сменой канала обратной связи. Описанные эффекты находятся в качественном согласии с данными экспериментов [13, 14]. Важное практическое значение настоящей работы связано с тем, что на основе построенной модели в дальнейшем может быть развита теория узкополосных двухчастотных лазеров с кольцевым волоконным резонатором, в которых захваченная частота полупроводникового лазера является накачкой для бриллюэновского сигнала [14, 15]. Разработка лазеров данного типа крайне перспективна для спектроскопических приложений, распределенного мониторинга и т. п.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации (проект № 14.Z50.31.0015, государственное задание № 3.3889.2017) и РФФИ (грант № 16-42-732135 p\_офи\_м).

1. Li Q., Yan F.P., Peng W.J., Yin G.L., Feng T., Tan S.Y., Liu S. *Opt. Laser Technol.*, **56**, 304 (2014).
2. Sotor J.Z., Dudzik G., Abramski K.M. *Opt. Commun.*, **291**, 279 (2013).

3. Babin S.A., Churkin D.V., Ismagulov A.E., Kablukov S.I., Nikulin M.A. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 428 (2007).
4. Ge Y., Guo S., Han Y., Wang J. *Opt. Commun.*, **334**, 74 (2015).
5. Dahmani B., Hollberg L., Drullinger R. *Opt. Lett.*, **12**, 876 (1987).
6. Васильев В.В., Величанский В.Л., Городецкий М.Л., Ильченко В.С., Хольберг Л., Яровицкий А.В. *Квантовая электроника*, **23**, 675 (?) (1996) [*Quantum Electron.*, **26** (8), 657 (1996)].
7. Vassiliev V.V., Velichansky V.L., Il'chenko V.S., Gorodetsky M.L., Hollberg L., Yarovitsky V.A. *Opt. Commun.*, **158**, 305 (1998).
8. Ораевский А.Н., Яровицкий А.В., Величанский В.Л. *Квантовая электроника*, **31**, 897 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 897 (2001)].
9. Vassiliev V.V., Il'ina S.M., Velichansky V.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 521 (2003).
10. Liang W., Ilchenko V.S., Savchenkov A.A., Matsko A.B., Seidel D., Maleki L. *Opt. Lett.*, **35**, 2822 (2010).
11. Liang W., Ilchenko V.S., Eliyahu D., Savchenkov A.A., Matsko A.B., Seidel D., Maleki L. *Nature Commun.*, **6**, 7957 (2015).
12. Spirin V.V., Castro M., López-Mercado C.A., Mégret P., Fotiadi A.A. *Laser Phys.*, **22**, 760 (2012).
13. López-Mercado C.A., Spirin V.V., Bueno Escobedo J.L., Lucero A.M., Mégret, P., Zolotovskii I.O., Fotiadi A.A. *Opt. Commun.*, **359**, 195 (2016).
14. Spirin V.V., López-Mercado C.A., Mégret P., Fotiadi A.A. *Laser Phys. Lett.*, **9**, 377 (2012).
15. Spirin V.V., López-Mercado C.A., Kablukov S.I., Zlobina E.A., Zolotovskiy I.O., Mégret P., Fotiadi A.A. *Opt. Lett.*, **38**, 2528 (2013).
16. Ohtsubo J. *Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos* (Springer, 2012).
17. Petermann K. *Laser Diode Modulation and Noise* (Springer Science & Business Media, 2012).
18. Напартович А.П., Сухарев А.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 630 (2004) [*Quantum Electron.*, **34**, 630 (2004)].
19. Сухарев А.Г., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **37**, 149 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 149 (2007)].
20. Напартович А.П., Сухарев А.Г. *Квантовая электроника*, **45**, 193 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 193 (2015)].
21. Yousefi M., Lenstra D., Vemuri G. *Phys. Rev. E*, **67**, 046213 (2003).
22. Erzgräber H., Krauskopf B., Lenstra D., Fischer A.P.A., Vemuri G. *Phys. Rev. E*, **73**, 055201 (2006).
23. Schunk N., Petermann K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 1242 (1988).
24. Schunk N., Petermann K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 642 (1986).
25. Mork J., Tromborg B. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**, 21 (1990).
26. Lenstra D. *Opt. Commun.*, **81**, 209 (1991).