

09

## Автоколебания направления поляризации излучения в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами

© Ф.А. Егоров

Научно-производственная компания „Мониторинг-центр“, Москва  
E-mail: egorov-fedor@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 ноября 2014 г.

Исследованы автоколебания направления поляризации излучения в волоконных лазерах в условиях пассивной модуляции добротности резонатора для ортогонально-поляризованных мод, реализованных с помощью микрооптомеханических резонансных структур (микроосцилляторов). Частота автоколебаний в основном определяется собственной частотой микроосциллятора; кратковременная относительная неустойчивость частоты автоколебаний (в нормальных условиях) по оценкам составляет  $5 \cdot 10^{-5}$ .

В волоконных лазерах (FL) с микрооптомеханическими резонансными структурами (MOMRS) пассивная модуляция параметров лазерных резонаторов с помощью MOMRS в условиях внутренних резонансов в лазерных системах приводит к автоколебаниям с частотами, существенно зависящими от собственных частот акустомеханических колебаний микроосцилляторов  $F = (1 + \alpha)f$ ,  $\alpha \ll 1$  [1,2]. Автоколебания в FL-MOMRS существуют, в частности, в условиях резонанса  $f \approx f_{rel.s}$  — синфазная (основная) частота релаксационных колебаний в лазере, занимающая особое место в спектре частот релаксационных колебаний  $f_{rel,i}$ ,  $i = 1, 2, \dots, N$  ( $f_{rel,i} < f_{rel.s}$ ) [3,4]. В связи с этим актуально исследование особенностей динамики FL-MOMRS в условиях „низкочастотных“ резонансов ( $f \approx f_{rel,i}$ ), в частности, при  $f \approx f_{rel.a}$ , где  $f_{rel.a}$  — частота „антифазных“ релаксационных колебаний ортогональных поляризационных „квазимод“ — наборов одинаково поляризованных продольных мод FL [5]:

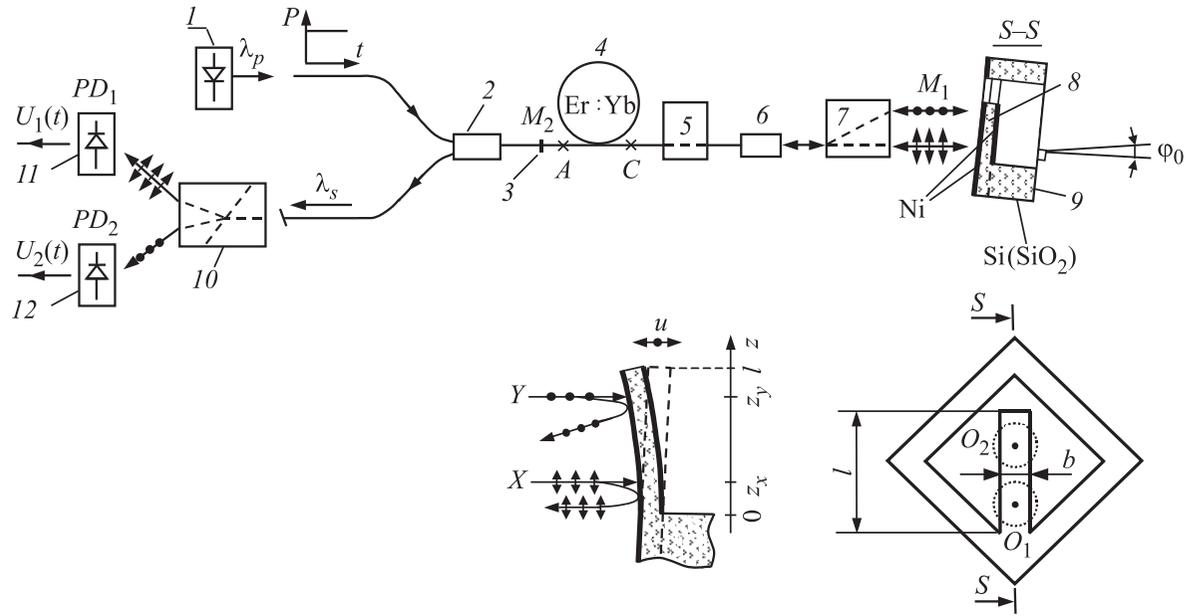
$$f_{rel.a} \approx \frac{1 - \beta}{1 + \beta} f_{rel.s}. \quad (1)$$

Здесь  $\beta$  — константа связи „квазимод“ в активном световоде (АС), зависящая от анизотропии активных центров ( $\beta \leq 1$ ). В волоконных лазерах, в которых возможна генерация излучения с ортогональными состояниями поляризации  $x(y)$ , указанные частоты  $f_{rel.s,a}$  проявляются, например, в спектре шумов сигналов  $I = I_x + I_y$ ,  $\Delta I = I_x - I_y$  интенсивностей „супермод“  $I_{x,y}$ .

В данной работе показано, что в FL-MOMRS в условиях „низкочастотного“ резонанса  $f \approx f_{rel.a}$  режимы автоколебаний, характеризующиеся периодической „антифазной“ модуляцией (чередованием) состояний поляризации генерируемого излучения с практически постоянной средней мощностью, при этом частота автоколебаний, определяющая период чередования ортогональных состояний поляризации, задается в основном собственной частотой микроосциллятора  $F = (1 + \alpha)f$ ,  $\alpha \ll 1$ , что обеспечивает высокую стабильность частоты модуляции направления поляризации.

В экспериментах использованы эрбий-иттербиевые волоконные лазеры (EYDFL-MOMRS) (рис. 1), в которых MOMRS выполняет роль одного из зеркал ( $M_1$ ) с переменным коэффициентом отражения, зависящим от фотоиндуцированных деформаций колебательного элемента MOMRS — микроконсоли и эффективности оптической связи между MOMRS и АС, осуществляемой автоколлиматорной системой, включающей селфок с поляризационной расщепляющей призмой. Накачка активной среды Er:Yb активного световода осуществляется в сердцевину АС излучением полупроводникового лазера ( $\lambda_p \approx 976$  nm) с регулируемой мощностью ( $P$ ), направляемым в АС с помощью волоконного мультиплексора WDM (980/1550). В качестве полупрозрачного зеркала резонатора ( $M_2$ ) применяются многослойные интерференционные структуры на торцевых поверхностях световодов, с коэффициентами отражения  $R_2 = 0.2-0.7$  ( $\lambda_{max} \approx 1538$  nm,  $\Delta\lambda_{1/2} \approx 10-12$  nm) и пропускания ( $\lambda_p \approx 976$  nm) более 80%. С помощью расщепляющей призмы (из исландского шпата) реализованы условия, при которых параллельные ортогонально-поляризованные лазерные пучки взаимодействуют с разными участками микроконсоли в окрестностях  $O_{1,2}(Z_{x,y})$ : пучок с  $x(y)$ -поляризацией направляется в область поверхности с центром  $O_1$ , тогда как  $y(x)$ -поляризация — в область с центром  $O_2$ . Для управления (коррекции) собственными состояниями поляризации в лазерном резонаторе используется волоконный контроллер поляризации.

Длины лазерных резонаторов ( $M_1, M_2$ ) и активных световодов составляют  $L = 1.5-15$  m,  $l_{ac} = 1-2$  m; диаметры коллимированных



**Рис. 1.** Схема волоконного лазера EYDFL-MOMRS с анизотропным резонатором: 1 — полупроводниковый лазер накачки; 2 — волоконный спектральный мультиплексор (WDM-980/1550); 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — активный световод (Er:Yb); 5 — волоконный контроллер поляризации; 6 — градиентная линза (селфок); 7 — поляризационная расщепляющая (двулучепреломляющая) призма (CaCO<sub>3</sub>); 8 — колебательный элемент MOMRS-микромконсоль; 9 — корпус MOMRS; 10 — поляризационная призма Волластона; 11, 12 — фотоприемники (PD<sub>1,2</sub>).

пучков  $d \approx 380 \mu\text{m}$ ; расстояние между их центрами ( $O_1O_2$ )  $\approx 450 \mu\text{m}$ ; размеры призмы ( $\text{CaCO}_3$ )  $3 \times 3 \times 5 \text{ mm}$ ; размеры микроконсолей  $l \times b \times h \approx (800-1400) \times (220-300) \times (6-12) \mu\text{m}$ , толщина симметричных никелевых ( $\text{Ni}$ ) слоев  $h_{\text{Ni}} \approx 400 \text{ nm}$ . В экспериментах использованы MOMRS, выполненные из кремния и кварцевого стекла с помощью методов плазмохимической обработки материалов. Собственные частоты основных мод поперечных колебаний микроосцилляторов  $f \approx 10-18 \text{ kHz}$ , механическая добротность  $Q \approx 40-70$ . Эффективные коэффициенты отражения (обратного ввода излучения в АС) для поляризованных пучков можно представить в виде

$$R_{1x,y} = R_1(\varphi_0 + \alpha_{x,y}) \approx R_1(\varphi_0) + R_1'(\varphi_0)\alpha_{x,y}, \quad (2)$$

где  $R_1(\varphi)$  — функция, характеризующая диаграмму направленности коллимированного пучка и отражательную способность MOMRS, аппроксимируется функцией Гаусса:  $R_1(\varphi) \approx R_{10} \exp(-\varphi^2/\theta^2)$ , где  $\theta$  — расходимость пучка ( $R_{10} = 0.2-0.5$ ;  $\theta \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$ );  $\varphi_0$  — исходный угол между осью пучка и нормалью к MOMRS;  $\alpha_{x,y}$  — локальные углы наклона участков поверхности микроконсоли в зонах взаимодействия с пучками — вблизи  $O_{1,2}$ . Для основной моды собственных поперечных колебаний микроосциллятора  $U(z, t) = V(z)u(t)$  ( $V(z)$  — форма колебаний [6]) имеем  $\alpha_{x,y}(t) = k_{x,y}u(t)$ , где  $u(t) = U(l, t)$  — смещение свободного конца микроконсоли из положения равновесия, коэффициенты  $k_{x,y} = V'(z_{x,y})$ .

В рамках приближения скоростных уравнений лазера [7] и одноосцилляторной модели MOMRS динамика EYDFL-MOMRS (с учетом (1),(2)) описывается системой

$$\dot{I}_{x,y} = B(N_{x,y} + \beta \cdot N_{y,x})I_{x,y} - \frac{I_{x,y}}{\tau_{x,y}}, \quad (3)$$

$$\dot{N}_{x,y} = W_p - B(I_{x,y} + \beta \cdot I_{y,x})N_{x,y} - \frac{N_{x,y}}{\tau_{sp}}, \quad (4)$$

$$\ddot{u} + \frac{\omega}{Q} \dot{u} + \omega^2 u = \frac{1}{m} (F_x + F_y), \quad (5)$$

$$\tau_{x,y} = \frac{2L}{c(L_{x,y} - \ln(R_2 \cdot R_{1x,y}))}, \quad (6)$$

$$F_{x,y}(t) = \frac{\gamma_{x,y}}{\tau_{th}} \int_{-\infty}^{+\infty} (\theta(t - \tau)) \exp\left(-\frac{t - \tau}{\tau_{th}}\right) \frac{I_{x,y}(\tau) d\tau}{1 + R_{1x,y}(\tau)}, \quad (7)$$

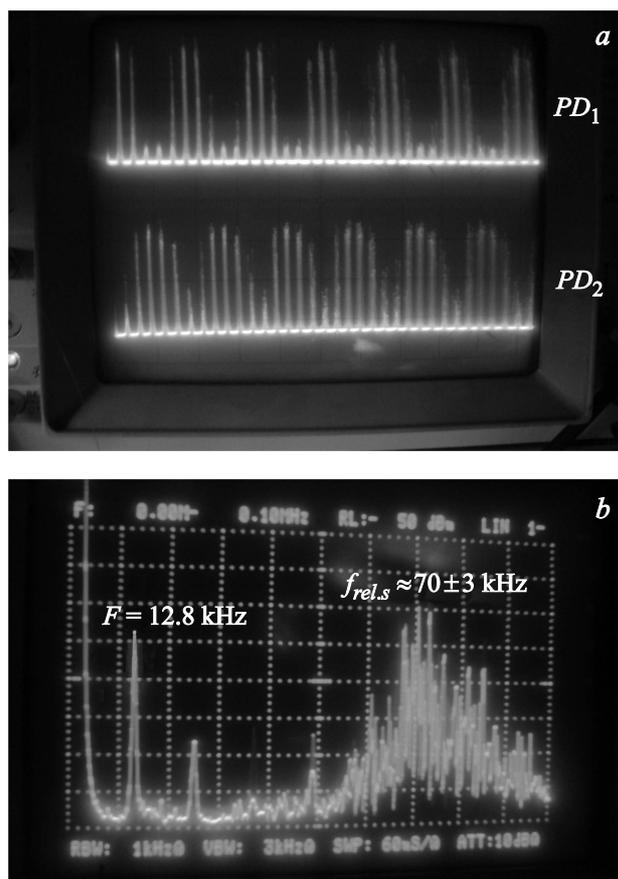
где  $I_{x,y}$  и  $N_{x,y}$  — соответственно интенсивности лазерных пучков и инверсные населенности активных центров, поляризованных в  $x(y)$ -направлениях;  $\tau_{x,y}$  — время жизни фотонов с  $x(y)$ -поляризацией в резонаторе;  $L_{x,y}$  — „серые“ потери в резонаторе;  $\tau_{sp}$  — время жизни метастабильного уровня активных центров;  $m \approx 0.71b(\rho_{si}h_{si} + 2\rho_{Ni}h_{Ni})$  — эффективная масса микроосциллятора;  $W_p$  — скорость накачки АС;  $F_{x,y}$  — эффективные фотоиндуцированные силы, обусловленные падающими на микроконсоль поляризованными лазерными пучками. В рассматриваемых условиях основную роль играет фототермический механизм возбуждения колебаний MOMRS [8,9],  $\tau_{th}$  — время тепловой релаксации;  $\theta(t)$  — функция Хэвисайда. Симметрия микроконсоль обеспечивает отсутствие в них заметных статических фотодеформаций изгиба при поглощении значительной средней мощности излучения. Коэффициенты  $\gamma_{x,y}$  существенно зависят от координат  $z_{x,y}(\gamma_x \neq \gamma_y)$  [8], что приводит к неравенству эффективных сил  $F_x \neq F_y$  даже при одинаковых интенсивностях пучков  $I_x = I_y$ . Из-за различий в глубине модуляции коэффициентов отражения и фототермических сил ( $k_y \gg k_x$ ,  $\gamma_x \neq \gamma_y$ ) конкуренция ортогональных компонент излучения имеет место наряду с АС также и в MOMRS, что может приводить к автоколебаниям в EYDFL-MOMRS.

Исследование стационарных состояний и динамики линеаризованной системы (1)–(7) в окрестностях точек равновесия показывает, что в условиях  $f \approx f_{rel.a}$  существуют значения параметров ( $W_p$ ,  $\varphi_0$ ,  $Q$  и т.д.), при которых искомые решения имеют вид квазигармонических функций с медленно возрастающими амплитудами:  $\tilde{u}(t) \approx A(t) \cos(2\pi ft)$ ,  $\tilde{I}_{x,y} = A_{x,y}(t) \cos(2\pi ft + \varphi_{x,y})$ , ( $\varphi_x - \varphi_y = \pm\pi$ ),  $|A_i/A_i| \ll f$ ,  $A(t) \ll l\theta$ , подтверждающие возможность существования автоколебаний с частотой  $F \approx f$ .

В эксперименте возможность независимой вариации ряда параметров EYDFL-MOMRS (длины резонатора  $L$ , интенсивности накачки  $P$ , нерезонансных потерь  $L_{x,y}$ , оптико-физических свойств и размеров MOMRS и т.д.) позволяет исследовать динамику рассматриваемых лазеров в многомерном пространстве характеристических величин ( $f$ ,  $f_{rel.a}$ ,  $P$ ,  $\varphi_0$ , ...). На основе полученных результатов можно заключить, что, в частности, в условиях непрерывной накачки при выполнении условия

„низкочастотного“ резонанса ( $f_{rel.a} \approx f$ ) существует область значений ( $P, \varphi_0$ ), при которых в EYDFL-MOMRS имеют место устойчивые автоколебания с частотой  $F = f(1 + \alpha)$ ,  $\alpha \ll 1$ , характеризующиеся периодическим чередованием ортогональных состояний поляризации лазерного излучения с практически постоянной средней мощностью. Необходимые условия:  $P > P_{cr}$  — критическая мощность накачки, соответствующая порогу возбуждения рассматриваемых автоколебаний ( $P_{cr} > P_{th}$  — порог лазерной генерации);  $\varphi_0$  соответствует определенному — возрастающему (убывающему) участку функции  $R_1(\varphi)$  в зависимости от направления фотоиндуцированной силы,  $\gamma_{x,y} \geq 0$ . При неизменных параметрах EYDFL-MOMRS (без применения специальных мер по термостабилизации, виброизоляции и т.д.) кратковременная нестабильность частоты автоколебаний в лабораторных условиях составляет  $|\Delta F/F| \lesssim 5 \cdot 10^{-5}$  (время усреднения  $\tau \simeq 10$  s). Изменения параметров окружающей среды (в основном температуры) приводят к „уходу“ характеристик, а значительные изменения — к срыву автоколебаний, компенсация и восстановление которых возможны с помощью контроллера поляризации.

На рис. 2 представлены осциллограммы (а) и фурье-спектр (b) выходных сигналов фотоприемников, соответствующие режиму „низкочастотных“ автоколебаний, которые четко демонстрируют „антифазный“ характер модуляции (чередование) ортогональных состояний поляризации с частотой  $F = 12.8$  kHz и глубиной модуляции интенсивностей, близкой 100%. В спектре сигналов вполне четко проявляется максимум, соответствующий основной частоте релаксационных колебаний  $f_{rel.s} \simeq 67-73$  kHz, что с учетом значения  $f_{rel.a} \approx 13$  kHz приводит к оценке константы  $\beta \simeq 0.7$  (соотношение (1)), весьма близкой к известным данным [10]. При определенных условиях в волоконных лазерах возможны режимы генерации с антифазной модуляцией поляризационных компонент [11,12], имеющие весьма нерегулярный, близкий к случайному характер. В данном случае автоколебания направления поляризации излучения в EYDFL-MOMRS имеют четко детерминированный, регулярный характер с весьма высокой стабильностью частоты модуляции, которая может регулироваться в определенных пределах за счет изменения резонансной частоты MOMRS. С точки зрения повышения стабильности характеристик рассматриваемых лазерных систем представляется целесообразным использование в резонаторах поляризующих активных и пассивных световодов с оптимальной ориентацией относительно двулучепреломляющей призмы. Отметим, что



**Рис. 2.** *a* — осциллограммы выходных сигналов фотоприемников: верхняя кривая —  $U_1(t)$ , нижняя —  $U_2(t)$ ; *b* — фурье-спектр сигналов  $U_{1,2}(t)$  в режиме „низкочастотных“ автоколебаний с частотой  $F = 12.8 \text{ kHz}$ .

рассматриваемые режимы автоколебаний в FL-MOMRS могут быть расширены за счет использования других типов MOMRS с колебательными элементами, например, в виде микромембраны, микромостика и т.д., обеспечивающих широкий диапазон собственных частот и форм упругих колебаний; дополнительные особенности в динамике лазеров

следует ожидать при использовании поляризационно-чувствительных MOMRS [13,14].

Таким образом, в работе предложена модель, описывающая низкочастотную динамику состояния поляризации в лазерной системе и установлено существование режима регулярных автоколебаний направления поляризации с резонансной частотой микроосциллятора.

## Список литературы

- [1] *Егоров Ф.А., Потапов В.Т.* // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 9. С. 808–817.
- [2] *Егоров Ф.А., Потапов В.Т., Мелькумов М.А., Шубин А.В.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 8. С. 30–36.
- [3] *Кащенко С.А., Григорьева Е.В.* Релаксационные колебания в лазерах. М.: Книжный дом „Либроком“, 2013. 266 с.
- [4] *Хандохин П.А.* Низкочастотная динамика лазеров с инерционной активной средой. Дис. . . . докт. физ.-мат. наук. Нижний Новгород, 2007.
- [5] *Lacot E., Stoeckel F., Chenevier M.* // Phys. Rev. 1994. V. 49. N 5. P. 3997–4008.
- [6] *Бабаков И.М.* Теория колебаний. М.: Наука, 1968. 560 с.
- [7] *Kervevan L., Gilles H., Girard S. et al.* // Appl. Phys. B. 2007. V. 86. P. 169–176.
- [8] *Fu H., Liu C., Liu Y. et al.* // Opt. Lett. 2012. V. 37. N 4. P. 584–586.
- [9] *Restrepo J., Gabelli J., Ciuti C., Favero I.* // C.R. Physique. 2011. V. 12. P. 860–870.
- [10] *Martin J.C.* // Laser Physics. 2005. V. 15. N 12. P. 1646–1654.
- [11] *Martel G., Ortac B., Chartier T. et al.* // Proc. SPIE. 2003. V. 5036. P. 261–267.
- [12] *Воронин В.Г., Ся Я.В., Наный О.Е., Хлыстов В.И.* // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 4. С. 339–342.
- [13] *Stuchlik M., Krecmer P., Elliott S.R.* // IEE Proc. Sci. Meas. Technol. 2004. V. 151. Iss. 2. P. 131–136.
- [14] *Tanaka K.* // Appl. Phys. Express. 2008. V. 1. P. 012006.