

01.5;09.5

## Влияние структуры волнового фронта лазерного излучения на синхронные автоколебания в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонаторами

© Ф.А. Егоров

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Фрязино, Московская обл., Россия  
E-mail: egorov-fedor@mail.ru

Поступило в Редакцию 22 октября 2021 г.  
В окончательной редакции 31 января 2022 г.  
Принято к публикации 1 февраля 2022 г.

Показана возможность повышения стабильности и устойчивости синхронных автоколебаний в волоконных лазерах с нелинейными зеркалами на основе микрооптомеханических резонаторов (микроосцилляторов) за счет трансформации структуры волнового фронта лазерного излучения, взаимодействующего с микроосцилляторами. В основе указанных преобразований лежат уникальные свойства многомодовой интерференции в составных волоконных световодах типа *singlemode–multimode* и *singlemode–multimode–singlemode*.

**Ключевые слова:** синхронные автоколебания, волоконный лазер, микрокантилевер, резонанс.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.07.52292.19060

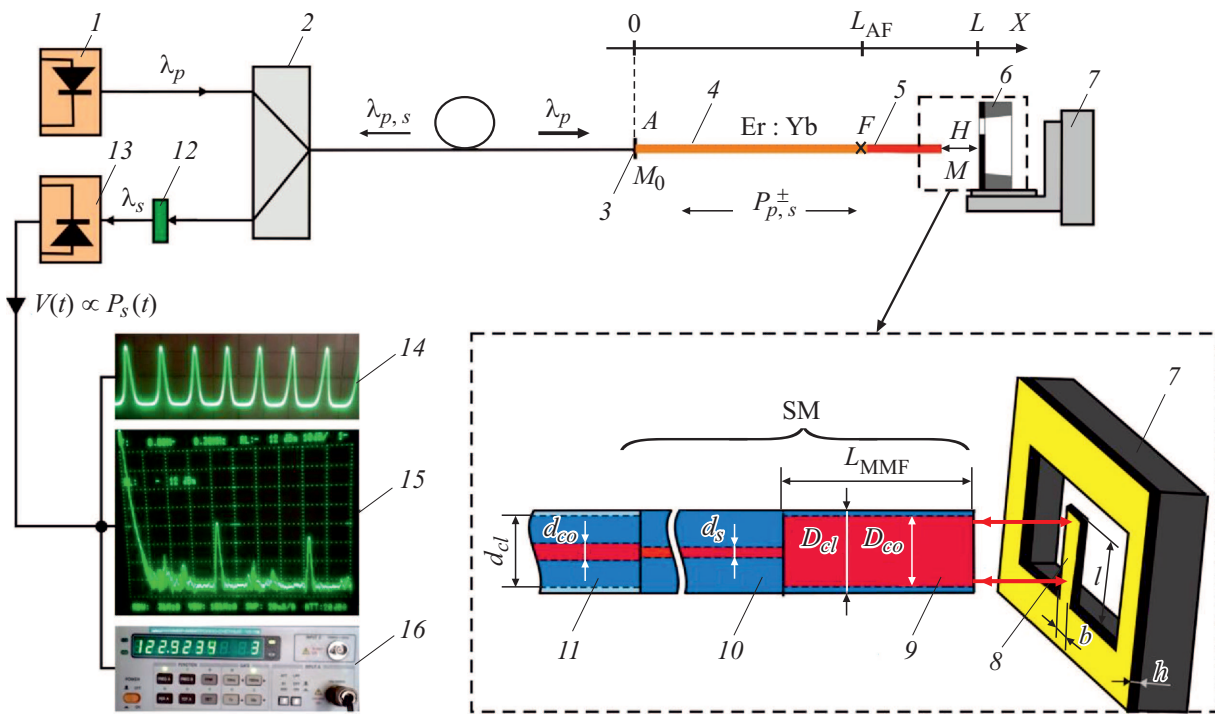
Микроосцилляторы (MOMR) позволяют реализовать в лазерах новые интересные режимы работы с уникальными характеристиками генерируемого излучения [1–4]. В волоконных лазерах (FL) с микроосцилляторами благодаря лазерному возбуждению упругих колебаний в MOMR можно получить режимы синхронных автоколебаний (СА) с модуляцией параметров генерируемого излучения на частотах, близких к собственным частотам ( $f$ ) мод упругих колебаний MOMR:  $F = (1 + \chi)f$ ,  $\chi \ll 1$  [5]. Это может найти применение в волоконных лазерных источниках импульсного излучения для стабилизации частоты импульсов (аналог „кварцевой“ стабилизации в радиотехнике), а также может служить основой для разработки нового класса резонансных волоконно-оптических датчиков [6,7].

Динамика лазерных систем FL–MOMR существенно зависит от условий взаимодействия лазерного излучения с MOMR, определяющих, в частности, эффективность возбуждения упругих колебаний, характер и глубину модуляции световой волны. При этом отметим, что влияние такого важного фактора, как структура волнового поля, на взаимодействие излучения с упругими колебаниями MOMR и автоколебания в FL–MOMR изучено явно недостаточно. Структурой волнового фронта лазерного (когерентного) излучения в оптоволоконных системах можно эффективно управлять за счет использования многомодовой интерференции в составных волокнах вида *singlemode–multimode* (SM) и *singlemode–multimode–singlemode* (SMS) [8,9], что обуславливает актуальность исследований лазерных систем FL–SM(S)–MOMR.

Эксперименты выполнены с помощью эрбий-иттербиевого волоконного лазера (EYDFL) с диодной накачкой, в котором микроосциллятор играет роль зер-

кала ( $M$ ) лазерного резонатора (рис. 1). Накачка активного волокна (AF) с двойной оболочкой производится непрерывным излучением диода накачки ( $\lambda_p \approx 0.98 \mu\text{m}$ ), направляемым во внутреннюю оболочку AF ( $d_{cl} \approx 105 \mu\text{m}$ ) с помощью многомодового волоконного разветвителя, который используется также для регистрации излучения, генерируемого EYDFL ( $\lambda_s \approx 1540 \text{ nm}$ ). Одномодовая сердцевина AF с диаметром  $d_{co} \approx 9 \mu\text{m}$  легирована эрбием и иттербием с концентрациями ( $N_{Er}; N_{Yb}$ )  $\approx (5 \cdot 10^{24}; 1.5 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3})$ , длины AF и волоконно-оптического резонатора EYDFL ( $L_{AF}; L$ )  $\approx (0.9; 1 \text{ m})$ , коэффициенты отражения полупрозрачного дихроичного зеркала ( $M_0$ )  $r_0(\lambda_s) \approx 95\%$ ,  $r_0(\lambda_p) < 6\%$ , ширина огибающей одномодового многомодового лазерного излучения  $\Delta\lambda_s \lesssim 1 \text{ nm}$ . Средняя мощность лазерного излучения, падающего на MOMR, могла варьироваться в пределах  $\bar{P}_s = 0–8 \text{ mW}$  за счет регулировки мощности накачки ( $P_p$ ).

В экспериментах использованы кремниевые MOMR с колебательными элементами в виде микрокантилеверов (MC), различающихся параметрами мод упругих колебаний, оптическими свойствами, размерами: MC<sub>1</sub>, MC<sub>2</sub>. Поверхность MC<sub>1</sub>, взаимодействующая с лазерным излучением, покрыта тонкой пленкой никеля ( $\sim 120 \text{ nm}$ ) с коэффициентами отражения и поглощения  $R_1(\lambda_s) \approx 70\%$ ,  $A_1(\lambda_s) \approx 30\%$ , а рабочая поверхность MC<sub>2</sub> покрыта многослойной интерференционной пленкой  $\text{ZrO}_2 + \text{SiO}_2$  с высоким отражением  $R_2(\lambda_s) \approx 98\%$ ,  $A_2(\lambda_s) < 0.1\%$ . Различие оптических свойств MC<sub>1,2</sub> приводит к существенно разным механизмам лазерного возбуждения в них изгибных колебаний  $U(z, t)$  [10]: в MC<sub>1</sub> реализуется в основном фототермическое возбуждение, обусловленное поглощением излучения в Ni-пленке, в MC<sub>2</sub> — за счет давления света. Заданное

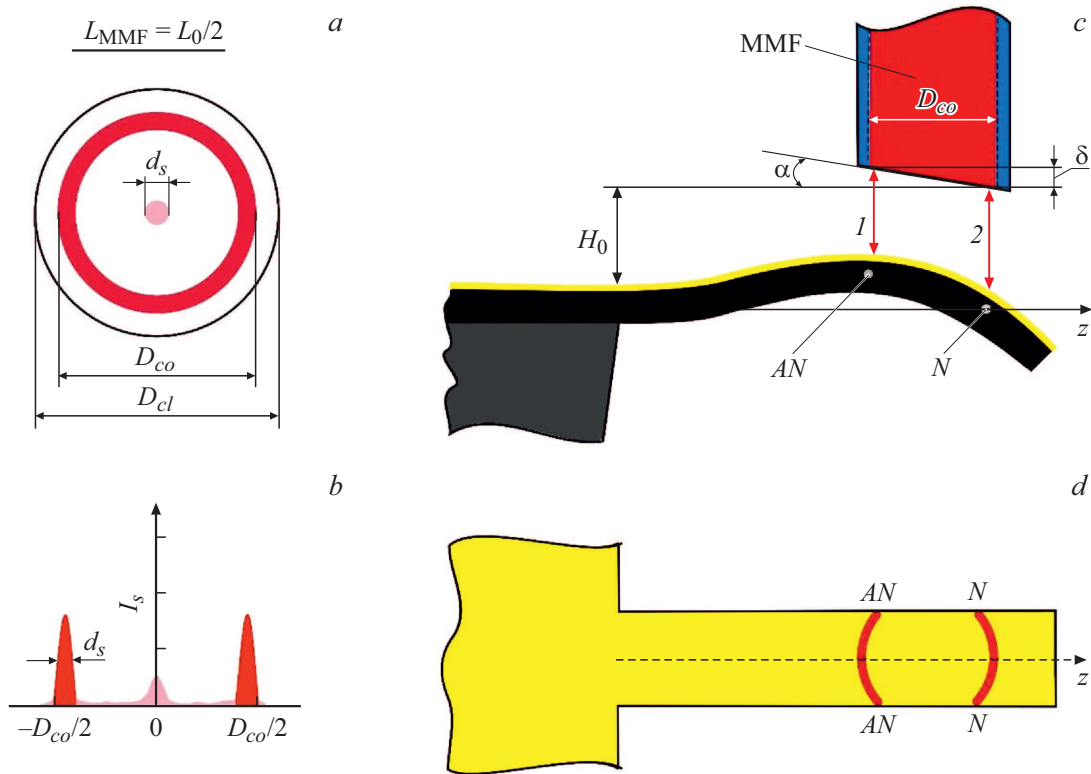


**Рис. 1.** Схема лазерной системы EYDFL–SM–MOMR. 1 — полупроводниковый лазер накачки ( $\lambda_p \approx 980$  nm), 2 — волоконно-оптический разветвитель (многомодовый), 3 — дихроичное зеркало ( $M_0$ ), 4 — эрбий-иттербиевый активный световод с двойной оболочкой, 5 — SM, 6 — корпус MOMR, 7 — микропозиционер ( $x$ – $y$ – $z$ ), 8 — микрозеркало ( $M$ )–кремниевый микрокантилевер ( $MC_1$ :  $520 \times 75 \times 24 \mu\text{m}$ ,  $MC_2$ :  $660 \times 73 \times 6 \mu\text{m}$ ), 9 — многомодовый волоконный ступенчатый световод (MMF), 10 — одномодовый волоконный световод (SMF), 11 — AF, 12 — оптический фильтр, 13 — фотоприемник (выходной сигнал  $V(t) \propto P_s(t)$ ), 14 — осциллограф (Tektronix 2465), 15 — анализатор спектра радиочастот (Anritsu MS 710C), 16 — частотомер (ЧЗ-163). На экранах осциллографа и анализатора спектра показаны форма импульсов и фурье-спектр интенсивности лазерного излучения в EYDFL–SM<sub>2</sub>–MC<sub>1</sub> при возбуждении СА на собственной частоте второй моды поперечных колебаний MC<sub>1</sub>. Волоконные световоды AF, SM и MMF соединены с помощью сварки.

положение SM (выходного торца MMF) относительно MC<sub>1,2</sub> обеспечивалось с помощью трехкоординатного микропозиционера.

Схема SM показана на рис. 1. Вместо упрощенных SM, полученных путем соединения AF непосредственно с MMF, нами разработаны SM с „переходным“ SMF, что позволяет улучшить свойства SM за счет вариации параметров переходных SMF и устранить остаточное излучение накачки, проходящее из AF в MMF и возмущающее колебания микроосциллятора. Доля мощности излучения, обратно отраженного от MOMR в AF:  $R_{eff}(t) = R_{1,2}T_s K(t) = \bar{R}_{eff} + r(t)$ , где  $K(t)$  — эффективный коэффициент оптической связи SM с MOMR, зависящий от колебаний MC<sub>1,2</sub>;  $T_s$  — передаточная функция SMS с удвоенной длиной MMF;  $\bar{R}_{eff}, r(t)$  — постоянная и переменная составляющие. Были изготовлены SM с разными типами кварцевых SMF и MMF, при этом основная часть экспериментов выполнена с помощью SM на основе ступенчатого MMF с размерами  $D_{co}/D_{cl} = 105/125 \mu\text{m}$ , числовой апертурой  $NA_M = (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} \approx 0.22$  и SMF (G657A2):  $NA_S \approx 0.16$ ,  $d_s \approx 6 \mu\text{m}$ , приводящих к типичным значениям  $\bar{R}_{eff} = 0.2$ – $0.5$ .

При  $NA_{S,M} \ll 1$  свойства SM определяются в основном параметрами MMF-секции [8]. Так, ключевая характеристика SM — пространственный период ( $L_0$ ) „изображений“ источника когерентного излучения, возникающих в MMF в результате многомодовой интерференции, — выражается в виде  $L_0 = 4n_{co}D_{co}^2/\lambda_s$ , при этом структура ближнего поля в выходном сечении MMF зависит от соотношения  $k = L_{MMF}/L_0$ . С учетом  $n_{co}(\lambda_s) \approx 1.456$  для рассматриваемых SM  $L_0 \approx 41.62$  mm. Мы ограничимся рассмотрением трех типов SM<sub>1–3</sub>, имеющих  $k_{1–3} = 1, 1/2, 0.584$ . Для случая  $k_2 = 1/2$ , представляющего особый интерес, на рис. 2, *a, b* показано радиальное распределение интенсивности ( $I_s$ ) лазерного излучения в выходном сечении MMF, которое получено путем измерения оптической мощности, поступающей в приемный SMF (G657A2) через малый зазор ( $\lesssim 5 \mu\text{m}$ ) из разных участков торцевой поверхности MMF. При  $k_1 = 1$  излучение практически полностью локализовано в центре выходного сечения MMF в виде яркого пятна с диаметром  $\sim d_s$ , которое по существу является „изображением“ модового пятна SMF. При  $L_{MMF} = L_0/2$  волновой фронт излучения имеет форму тонкого кольца с шириной  $\sim d_s$ , расположен-



**Рис. 2.** Схема (a) и диаграмма (b) радиального распределения интенсивности лазерного излучения в ближней зоне выходного сечения MMF при  $k_2 = 1/2$ ; c — схема взаимодействия MOMR с лазерным излучением с кольцеобразным волновым фронтом в условиях возбуждения второй моды поперечных колебаний MC<sub>1</sub>; d — проекция лазерного пучка на MC<sub>1</sub>.

ного вдоль периметра сердцевинки MMF, при этом доля мощности в слабом центральном пятне  $\lesssim 5\%$  от полной мощности в MMF ( $P_s$ ). В случае  $k_3 \approx 0.584$  излучающая область торцевой поверхности MMF имеет вид концентрической системы с ярким пятном в центре и узким кольцом вдоль периметра сердцевинки MMF, которые обладают примерно равными мощностями ( $\sim P_s/2$ ). В указанных случаях реализуются существенно разные условия взаимодействия лазерного излучения с MOMR.

Установлено, что в исследованных лазерных системах EYDFL-SM<sub>1-3</sub>-MC<sub>1,2</sub> в условиях резонанса вида  $f_{rel} \approx f$  ( $f_{rel}(P_p)$  — частота релаксационных колебаний в FL) СА с частотами  $F \approx f$  существуют независимо от особенностей механизмов лазерного возбуждения колебаний, оптических свойств и конструкции MC. Реализованы условия резонанса и СА (в частности, за счет регулировки мощности накачки) на первой, второй модах изгибных колебаний MC<sub>1</sub> с собственными частотами  $(f_{1,1}; f_{1,2}) = (22.4; 122.9 \text{ kHz})$  и первой, второй, третьей модах MC<sub>2</sub> с частотами  $(f_{2,1}; f_{2,2}; f_{2,3}) = (6.9; 38.7; 118.1 \text{ kHz})$ , имеющих механические добротности (на воздухе)  $Q_1 = 40-90$ ,  $Q_2 = 30-110$ . При  $k_1 = 1$  ввиду идентичности характеристик излучения источника и его „изображения“ (на выходе MMF) свойства лазерных систем EYDFL-SM<sub>1</sub>-MC<sub>1,2</sub> и EYDFL-MC<sub>1,2</sub> практически совпадают. В них СА обусловлены модуляцией

$R_{eff}(t)$  при колебаниях базы резонатора Фабри–Перо ( $H(t) = H_0 + U(t)$ ), образованного полупрозражающей ( $\sim 4\%$ ) торцевой поверхностью MMF (либо SMF) и отражающей колеблющейся поверхностью MC (исходная база  $H_0 \lesssim 20 \mu\text{m}$ ). В них ввиду периодичности  $R_{eff}(H)$  изменения базы  $\Delta H_0 \geq \lambda_s/2$  приводят к сменам знака обратной связи и тем самым к срывам СА.

В SM<sub>2,3</sub> из-за сложной (распределенной) формы волнового фронта на выходе MMF, обратноотраженный в AF сигнал формируется в результате интерференции нескольких пучков, отраженных от разных участков поверхности MC (рис. 2, c, d), испытывающих разные деформации при колебаниях. С точки зрения существования СА здесь отражение от торцевой поверхности MMF ( $\sim 4\%$ ) не играет важной роли (в отличие от схем с SM<sub>1</sub>), поскольку как поступательное смещение MOMR, изменяющее зазор  $\Delta H_0 \geq \lambda_s/2$ , так и просветление торцевой поверхности MMF практически не влияют на СА. Это объясняется тем, что в данном случае модуляция  $R_{eff}$ , вызывающая СА, зависит в основном от разности фаз интерферирующих лучей, так что общие для них приращения оптических длин, обусловленные перемещением MOMR, компенсируются, а „фоновое“ отражение от торца MMF ( $\sim 4\%$ ) практически не влияет на модулированную составляющую  $r(t)$ . Таким образом, в FL-MOMR трансформация волнового фронта с по-

мощью  $SM_{2,3}$  приводит к повышению стабильности и устойчивости СА.

Наряду с этим указанные формы волновых фронтов в  $SM_{2,3}$  позволяют реализовать в FL–MOMR условия, обеспечивающие высокую эффективность как для лазерного возбуждения колебаний МС, так и для модуляции излучения при ее колебаниях — ключевых факторов СА. Заметим, что координаты областей фокусировки излучения на МС, обеспечивающие по отдельности максимумы для амплитуд колебаний МС и глубины модуляции излучения, определяются существенно разными условиями и, как правило, не совпадают. Эти условия зависят, например, от моды и механизма возбуждения упругих колебаний [10], модулируемого параметра световой волны (амплитуды, фазы и др.). В рассматриваемых лазерных системах возможность оптимизации взаимодействия микроосциллятора с лазерным излучением связана с тем, что одна часть волнового фронта может быть локализована в области эффективного возбуждения колебаний, а другая часть — в области максимальной глубины модуляции, что в итоге приводит к повышению результирующего эффекта от обоих факторов. Такой подход применим, например, при возбуждении высоких мод колебаний МС, имеющих пучности ( $AN$ ) и узлы — неподвижные точки ( $N$ ), при этом одну часть волнового фронта целесообразно расположить вблизи узла, а другую — в пучности колебаний. Это подтверждается, в частности, результатами исследований СА, возбуждаемых в EYDFL– $SM_2$ – $MC_1$  на частоте  $F_2 \approx 122.9$  kHz второй моды колебаний  $MC_1$  (рис. 1 и 2, *c, d*), где излучение, падающее в область пучности, приводит к эффективному возбуждению колебаний, тогда как интерференция лучей  $I, 2$ , отраженных в зонах пучности и узла, приводит к эффективной модуляции  $R_{eff}(t)$ . При этом условие „квadrатуры“ для данных лучей реализовано за счет шлифовки торца MMF под малым углом  $\alpha = \delta/D_{co} \approx 0.12^\circ$ , обеспечивающим исходный оптимальный сдвиг фаз между лучами  $I, 2$ :  $2\delta(n_{co} - 1) = \lambda_s/8$ . В итоге СА в данной лазерной системе на частоте второй моды колебаний  $MC_1$  обладали кратковременной стабильностью частоты (периода)  $|\Delta F_2/F_2|_{f1} \approx 6 \cdot 10^{-6}$  (время усреднения частотомера 0.1 s), при этом „долговременная“ нестабильность частоты СА при нормальных условиях по данным двухмесячных непрерывных наблюдений (без срывов СА) не превышала  $|\Delta F_2/F_2| \approx 10^{-5}$ . Полагаем, что  $SM_3$  целесообразно использовать в FL–MOMR при возбуждении СА, например, на аксиально симметричных модах упругих колебаний MOMR, в частности микро-мембран.

Таким образом, в волоконных лазерах с микроосцилляторами преобразование структуры волнового фронта лазерного излучения, взаимодействующего с модами упругих колебаний, позволяет повысить устойчивость и долговременную стабильность СА, при этом с ростом гармоник возбуждаемых мод независимо от механизмов

лазерного возбуждения упругих колебаний значительно расширяются возможности для оптимизации взаимодействия, приводящей к указанным положительным эффектам.

### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

### Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] W. Yang, S.A. Gerke, K.W. Ng, Y. Rao, C. Chase, C.J. Chan-Hasnain, *Sci. Rep.*, **5**, 13700 (2015). DOI: 10.1038/srep13700
- [2] M. Fabert, A. Desfarges-Berthelot, V. Kermene, *Opt. Express*, **20**, 22895 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.022895
- [3] D. Princepe, G.S. Wiederhecker, I. Favero, N.C. Frateschi, *IEEE Photon. J.*, **10**, 4500610 (2018). DOI: 10.1109/JPHOT.2018.2831001
- [4] X. Xiang, M. Jingwen, S. Xiankai, *Phys. Rev. A*, **99**, 053837 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevA.99.053837
- [5] Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов, *Квантовая электроника*, **50** (8), 734 (2020). [F.A. Egorov, V.T. Potapov, *Quantum Electronics*, **50** (8), 734 (2020). DOI: 10.1070/QEL17116].
- [6] Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов, *Фотон-Экспресс*, № 7, 4 (2018). <http://fotonexpres.ru/bez-rubriki/vyshel-iz-pechati-foton-ekspres-7>
- [7] E. Buks, I. Martin, *Phys. Rev. E*, **100**, 032202 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevE.100.032202
- [8] X. Zhu, A. Schulzgen, H. Li, L. Li, L. Han, J.V. Moloney, N. Peyghambarian, *Opt. Express*, **16**, 632 (2008). DOI: 10.1364/OE.16.016632
- [9] G. Bawa, K. Dandapat, G. Kumar, I. Kumar, S.M. Tripathi, *IEEE Sensors J.*, **19**, 6756 (2019). DOI: 10.1109/JSEN.2019.2913801
- [10] D. Ma, J.L. Garrett, J.N. Munday, *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 091107 (2015). DOI: 10.1063/1.4914003