

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Оптомеханическое взаимодействие в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами

Ф.А.Егоров, В.Т.Потапов

Представлены результаты исследований волоконных лазеров с пассивными модуляторами на основе микрооптомеханических резонансных структур, возбуждаемых светом (микроосцилляторов). Показано, что в волоконных лазерах на основе активных световодов, легированных редкоземельными элементами (Er, Er/Yb, Yb, Nd), оптомеханическое взаимодействие лазерного излучения с микроосцилляторами разных типов (волноводных, микрообъемных) приводит к автоколебаниям характеристик лазерного излучения на частотах релаксационных колебаний и межмодовых биений, синхронизированных с частотами собственных упругих колебаний микроосцилляторов. Установлено, что в сверхдлинном эрбий-иттербиевом волоконном лазере с нелинейным зеркалом на основе микрокантилевера лазерное фототермическое возбуждение второй моды упругих поперечных колебаний микрокантилевера позволяет осуществлять режим пассивной синхронизации мод исключительно за счет модуляции добротности лазерного резонатора. Реализованы импульсные режимы генерации с управляемой частотой следования (~ 76 кГц) и длительностью импульсов 2–5 мкс, с выходной энергией в импульсе 0.1 мкДж. На основе упрощенной физической модели указанных волоконных лазеров с микроосцилляторами разработана приближенная математическая модель, описывающая режимы пассивной синхронизации мод волоконных лазеров с микроосцилляторами, играющими в лазерном резонаторе роль зеркал с нелинейным коэффициентом отражения. Обсуждаются перспективы развития и применения рассматриваемых лазерных систем.

Ключевые слова: волоконный лазер, микрооптомеханический резонатор, оптомеханическое взаимодействие, пассивная модуляция добротности, синхронизация мод, резонанс, автоколебания.

1. Введение

В настоящее время на стыке лазерной физики и волновой оптики, нанотехнологий и микросистемной техники идет становление нового научно-технического направления – лазерная оптомеханика, связанного с исследованиями взаимодействия лазерного излучения с пассивными и активными оптическими резонаторами на основе микрооптомеханических резонансных структур, возбуждаемых светом (MOMRS) [1, 2]. Интерес к данному направлению обусловлен, в частности, тем, что оно открывает широкие возможности для разработки новых методов и устройств для управления лазерным излучением [3]. С позиций теории колебаний MOMRS представляют собой акустомеханические колебательные системы с распределенными параметрами, характеризующиеся широким набором мод собственных упругих колебаний, которые благодаря оптомеханическому взаимодействию (ОМВ) могут возбуждаться за счет энергии лазерного (оптического) излучения. Исследования ОМВ в лазерных системах с MOMRS позволили получить ряд важных результатов фундаментального характера, связанных с проявлениями квантовых свойств макрообъектов – микроосцилляторов [3], с трансформацией теплового движения и динамическим охлаждением до сверхнизких температур

[4], с нелинейной динамикой сложных систем (автоколебания, хаос, преобразование частоты лазерного излучения) [5], которые открывают новые возможности для исследований в таких областях, как квантовая макрофизика и оптика, мезоскопика, информатика, физическое материаловедение, включая биологические микро- и нанообъекты и структуры [6].

Оптомеханическое взаимодействие может обуславливаться как пондеромоторным действием излучения (давление света, оптическая «градиентная сила», передача углового момента излучения – эффект Садовского), так и параметрическими эффектами (фототермический, радиометрический, электрострикция в поле световой волны, фотопьезоэффект и др.) [7, 8], которые проявляются в широком спектральном диапазоне в различных материалах и средах, включая искусственные. Поскольку колебания MOMRS вызывают модуляцию параметров световой волны, взаимодействующей с ней, то ОМВ приводит к зависимости характеристик излучения от его интенсивности. Указанная оптомеханическая нелинейность обладает целым рядом характерных особенностей: низкий порог нелинейности, резонансный характер глубины модуляции параметров световой волны вблизи собственных частот MOMRS, возможность одновременной модуляции нескольких параметров световой волны (амплитуды, частоты, фазы, состояния поляризации, диаграммы направленности), плоская спектральная характеристика (для ряда механизмов ОМВ), что существенно отличает ее от нелинейностей, обусловленных, например, эффектом Керра или насыщением поглощения среды, широко используемых в лазерах для пассивной модуляции добротности [9, 10]. В этой связи представляет большой интерес исследование динамики лазеров с внутрирезонаторной оптомеханиче-

Ф.А.Егоров, В.Т.Потапов. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: egorov-fedor@mail.ru

Поступила в редакцию 27 августа 2019 г., после доработки – 5 декабря 2019 г.

ской нелинейностью, приводящей к образованию активной (лазерной) системы с саморегулирующейся обратной связью.

В качестве примера на рис.1 представлены разные типы MOMRS (микрообъемные и волноводные), которые включены в состав оптического резонатора волоконного лазера (ВЛ). Колебательные элементы (КЭ) микро-

объемных MOMRS представляют собой микробалку или микромембрану (рис.1, в, з), светоотражающие поверхности которых вместе с полупрозрачными отражателями на торцах световодов формируют нелинейные резонаторы Фабри – Перо (РФП), играющие роль зеркал ВЛ. В волноводных (оптоволоконных) микроосцилляторах КЭ могут быть реализованы в виде, например, сегмента одномо-

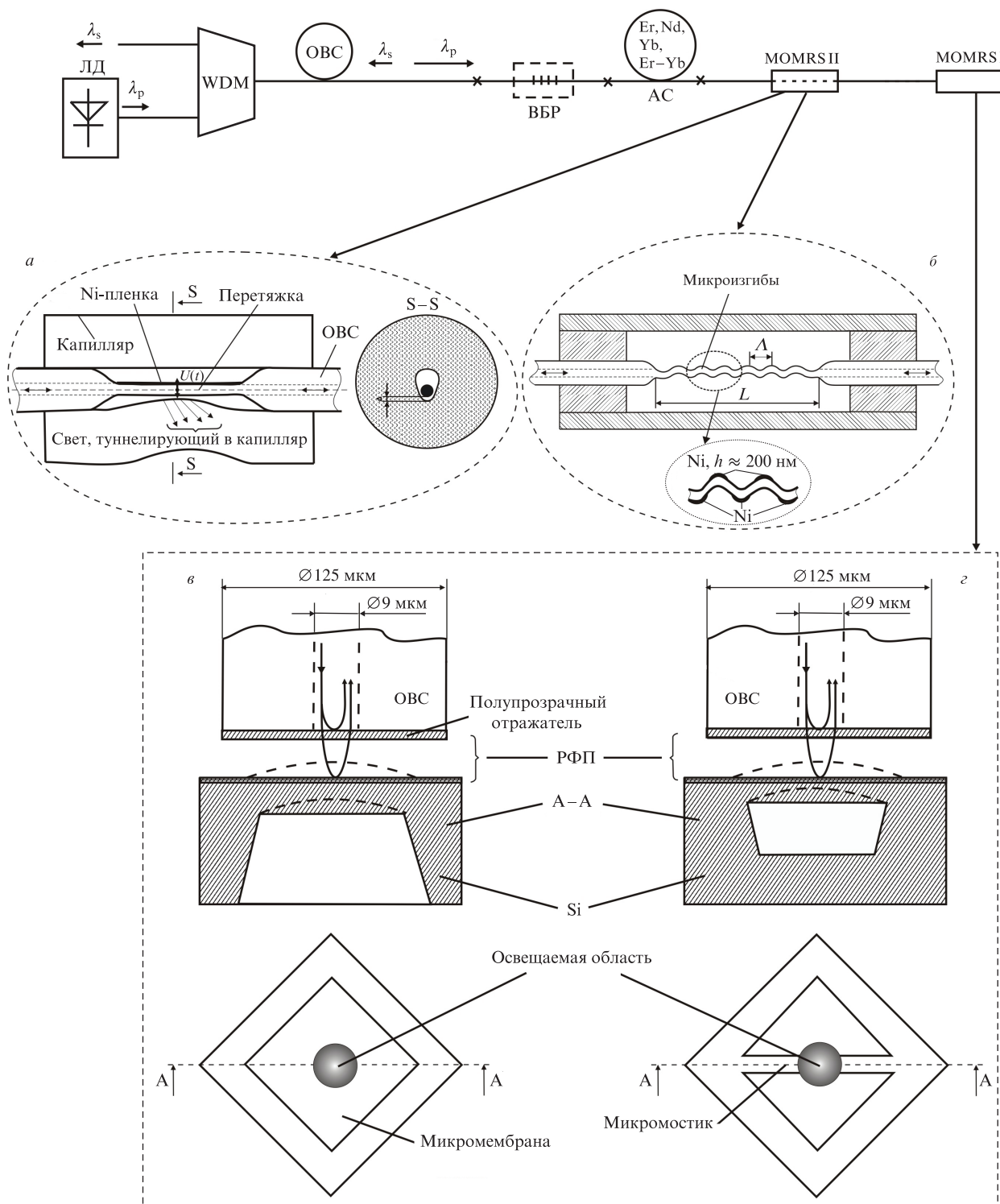


Рис.1. Схема ВЛ с микроосцилляторами типа MOMRSII (а, б) и MOMRSI (в, з):

AC – активный волоконный световод (Er, Nd, Yb и др.); ЛД – полупроводниковый лазер – источник излучения накачки (λ_p); WDM – спектральный мультиплексор (λ_p/λ_s); λ_s – длина волны лазерной генерации ВЛ; OBC – одноимодовый волоконный световод; ВБР – волоконная брэгговская решётка (зеркало) резонатора ВЛ. MOMRSI – кремниевые микроосцилляторы в микрообъемном исполнении; MOMRSII – волноводные (оптоволоконные) микроосцилляторы на основе специальных световодов.

вой волоконной перетяжки (рис.1,а) или же двухмодового волоконного световода с микроизгибами (рис.1,б). Лазерное возбуждение мод упругих колебаний в MOMRS, в частности мод поперечных колебаний КЭ, приводит к модуляции базы РФП и, следовательно, к модуляции (само модуляции) амплитуды и фазы излучения, отраженного от него. Аналогично, в оптоволоконных MOMRS колебания КЭ приводят вследствие, например, туннелирования света из одномодовой волоконной перетяжки или обмена энергией между основной и второй модой в двухмодовом волоконном световоде к модуляции параметров (амплитуды, фазы, состояния поляризации) излучения в резонаторе и, тем самым, к пассивной модуляции ряда характеристик резонатора (добротности, фазового набега, поляризационных свойств). Важно подчеркнуть, что в отличие от устройств на основе MEMS [11–13], управляемых с помощью заданных (внешних) электрических сигналов, в данном случае динамика MOMRS определяется исключительно ОМВ в самой лазерной системе.

Эффективность взаимодействия лазерного излучения с MOMRS может быть существенно повышена в условиях внутренних резонансов – совпадения собственной частоты MOMRS с той или иной характеристической (собственной) частотой в лазере. С учетом уникальных свойств ВЛ [14, 15], особый интерес представляет исследование лазерных систем на основе волоконных лазеров с микроосцилляторами (ВЛ–MOMRS). Такие уникальные особенности ВЛ, как широкий диапазон характерных частот, эффективная оптическая связь между лазерным резонатором и MOMRS (особенно волноводных), возможности изменений в широких пределах мощности (энергии) излучения, а также гибкой перестройки конфигурации лазерного резонатора, модового состава, спектральных и поляризационных свойств и др., позволяют реализовать в системах ВЛ–MOMRS разные виды внутренних резонансов. Диапазон характерных частот в ВЛ (релаксационных колебаний (синфазных, антифазных), межмодовых биений, комбинационного взаимодействия мод и др.), например в лазерах на основе активных световодов (АС), легированных редкоземельными элементами, может составлять в совокупности 1 кГц–100 ГГц. Этот диапазон полностью охватывает собственные частоты MOMRS. Настоящая статья содержит обобщающий анализ работ в области исследований взаимодействия излучения эрбиевых, эрбий-иттербиевых и неодимовых ВЛ с MOMRS в условиях внутренних резонансов, а также результаты, полученные в последнее время в ходе исследований режимов пассивной синхронизации мод, реализованных в эрбий-иттербиевых ВЛ с MOMRS-микрорезонаторами исключительно за счет модуляции добротности лазерного резонатора. Отличительной особенностью указанных ВЛ, относящихся к лазерам класса В [9], является значительная инерционность активной среды, что приводит, в частности, к широкому набору частот релаксационных колебаний, которые имеют ярко выраженный резонансный характер. Внутренние резонансы в таких ВЛ–MOMRS могут приводить к новым интересным особенностям в динамике лазерной генерации, открывающим возможности для создания многофункциональных источников лазерного излучения (оптических сигнал-генераторов), новых типов оптических элементов, управляемых светом, прецизионных волоконно-оптических датчиков с частотным выходом.

2. Автоколебания в условиях резонанса частот релаксационных колебаний ВЛ и собственных колебаний MOMRS

Лазеры с микроосцилляторами, играющими роль именно пассивных модуляторов характеристик оптического резонатора, впервые исследованы в работах [16, 17]. Было показано, что в эрбий-иттербиевых ВЛ (ЭИВЛ) с микроосцилляторами при совпадении частоты релаксационных колебаний лазера f_{rel} с собственной частотой MOMRS f возникают автоколебания с модуляцией интенсивности генерируемого излучения на собственной частоте MOMRS.

В работах [18, 19] была показана зависимость параметров автоколебаний в ВЛ–MOMRS от характеристик лазерной подсистемы и микроосциллятора, установлена сложная структура зоны возбуждения автоколебаний в пространстве параметров системы (уровень накачки, пространственные координаты, оптико-физические свойства MOMRS и др.), продемонстрирована возможность стабилизации частоты следования лазерных импульсов F с помощью MOMRS (аналог стабилизации «по кварцу» в радиотехнике), обеспечивающей точность $\Delta F/F \approx 3 \times 10^{-6}$. Было установлено, что автоколебания существуют также в ВЛ с внутриволноводными волноводными MOMRS на основе специальных световодов, играющих роль пассивных модуляторов распределенного типа. Такие полностью волоконные ВЛ–MOMRS можно легко интегрировать в различные волоконно-оптические схемы, что расширяет возможности их применений. Показано, что в условиях резонанса ($f \approx f_{\text{rel}}$) автоколебания возможны как в линейных, так и в кольцевых ВЛ–MOMRS независимо от модового состава излучения и особенностей конструкции резонатора лазера, включая случай нерезонансной обратной связи, реализованной с помощью диффузных зеркал [19]. Это позволяет заключить, что при $f \approx f_{\text{rel}}$ основные черты автоколебаний в ВЛ–MOMRS могут быть рассмотрены в рамках концепции «излучение как целое» [20].

Большой интерес представляет исследование поляризационной динамики излучения в ВЛ–MOMRS, обусловленной зависимостью ОМВ от состояния поляризации и/или зависимостью анизотропии резонатора от колебаний MOMRS [21]. Было показано, что в условиях резонанса вида $f \approx f_{\text{rela}}$ (f_{rela} – частота релаксационных антифазных биений поляризационных «супермод» в ВЛ), возникают автоколебания направления поляризации лазерного излучения, которые обусловлены поочередной генерацией ортогональных «супермод», чередующихся с резонансной частотой MOMRS. Это открывает перспективы создания источников поляризационно-модулированного лазерного излучения с высокой стабильностью частоты модуляции.

3. Пассивная синхронизация мод системы ВЛ–MOMRS

В волоконных лазерах (как и в любых лазерах класса В [9]) частоты релаксационных колебаний значительно ниже межмодового интервала резонатора: $\Omega = \nu_{n+1} - \nu_n \gg f_{\text{rel}}$ (ν_n – собственные частоты продольных мод ВЛ), и с этой точки зрения автоколебания, возникающие при $f_{\text{rel}} \approx f$, относятся к классу «низкочастотных» колебаний в

лазерах [10]. Вместе с тем, в условиях резонанса $f \approx \Omega$, микроосцилляторы позволяют получить также режимы пассивной синхронизации мод (PCM) в волоконных лазерах [22, 23], которые осуществляются за счет нелинейности зеркала РФП на основе MOMRS. PCM в указанных ВЛ–MOMRS с составным (трехзеркальным) резонатором может обуславливаться разными причинами: модуляцией добротности и/или фазового набег в лазерном резонаторе при колебаниях MOMRS, а также кинематической синхронизацией мод, которая связана с доплеровским смещением частоты света, отраженного от колеблющейся поверхности MOMRS. Хотя в оптическом резонаторе с движущимся зеркалом поле не может быть описано (в строгом смысле) в рамках модовых представлений [24], однако, при известных допущениях [25], возможно приближенное представление поля с помощью «квазимод», переходящих в пределе в моды статического резонатора, что оправдывает использование «модовой» терминологии в дальнейшем рассмотрении. Одновременное действие разных механизмов PCM существенно усложняет динамику лазерных систем ВЛ–MOMRS и затрудняет управление параметрами генерируемых лазерных импульсов. Как показано в настоящей работе, уникальное сочетание свойств мод собственных упругих колебаний MOMRS в виде микроантилевера (МК), играющего роль нелинейного зеркала в волоконном лазере с простым (двухзеркальным) резонатором (ВЛ–МК), позволяет реализовать режимы PCM исключительно за счет модуляции добротности лазерного резонатора. Предложена математическая модель, описывающая динамику рассматриваемых лазерных систем в условиях резонанса $f = \Omega$.

Эксперименты выполнены с помощью лазерной системы, представленной на рис.2. Активной средой ЭИВЛ служит кварцевый АС с двойной оболочкой, одномодовая сердцевина которого легирована эрбием и иттербием ($l_{af} \approx 4.5$ м, $N_{Er} \approx 5 \times 10^{18}$ см⁻³, $N_{Yb} = 1.5 \times 10^{20}$ см⁻³). Оптическая накачка АС (GTW) осуществляется в многомодовую оболочку излучением полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda_p \approx 976$ нм. Колебательный элемент MOMRS из плавного кварца выполнен в виде консольной микробалки ($l \times b \times h = 1300 \times 320 \times 17$ мкм), отражающая поверхность которой играет роль зеркала 32 волоконно-оптического резонатора ЭИВЛ. Оптическая связь МК с лазерным резонатором осуществляется с помощью автоколлиматора на основе селфока, формирующего на выходе гауссов пучок диаметром $D \approx 380$ мкм с углом расходимости $\varphi_0 \approx 2 \times 10^{-3}$ рад. Полная длина резонатора $L = l_{af} + l_{smf}$, где l_{smf} – длина пассивного ОВС (SMF-28). Лазерное возбуждение упругих поперечных колебаний МК осуществляется за счет фототермического эффекта [26], обеспечивающего возможность селективного возбуждения мод изгибных колебаний [27]. С целью повышения амплитудного значения эффективного коэффициента отражения автоколлиматорной системы $|R_{2eff}|$ и эффективности лазерного возбуждения колебаний η на поверхности МК напылены тонкие пленки никеля (200 нм), при этом в силу симметрии МК средняя поглощенная мощность излучения не приводит к статической деформации изгиба. В данном случае R_{2eff} имеет лишь действительную часть, т. к. колебания МК не приводят к модуляции фазы отраженного излучения.

Из широкого набора мод собственных упругих колебаний МК [28] особый интерес представляет вторая мода поперечных колебаний, форма которой приведена

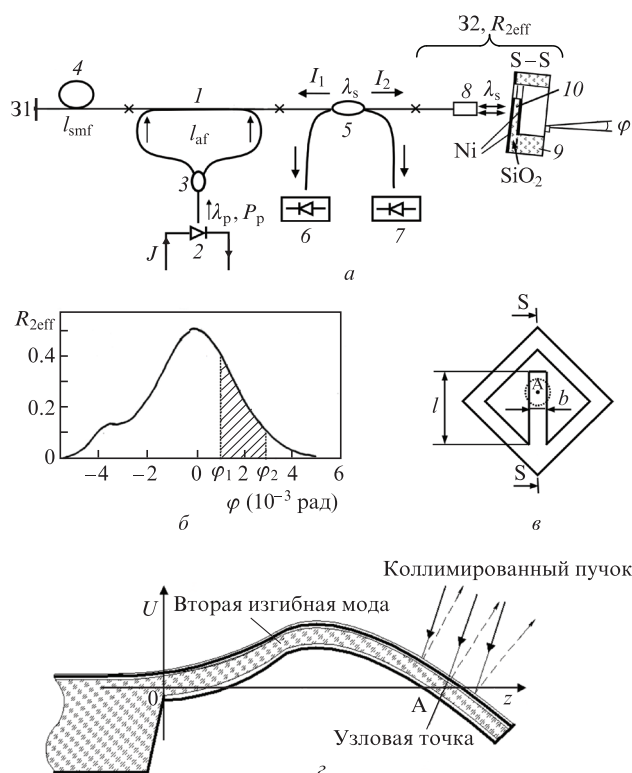


Рис.2. Схема сверхдлинного ЭИВЛ с микроосциллятором (а), угловая диаграмма автоколлиматора с отражателем на основе МК (б), МК с узловой точкой А (в) и форма 2-й моды его изгибных колебаний ($U_2(z)$) (z):

1 – эрбий-иттербиевый кварцевый АС с двойной оболочкой (GTW); 2 – полупроводниковый лазер накачки ($\lambda_p = 976$ нм); 3 – многомодовый волоконный Y-разветвитель (50:50); 4 – отрезок одномодового пассивного волоконного световода (SMF-28); 31 – зеркало с коэффициентом отражения $R_1 = 85\%$ (многослойный интерференционный отражатель на торце световода); 5 – одномодовый волоконный X-разветвитель (80:20); 6, 7 – фотоприемники на основе InGaAs; 8 – коллиматор стержневой, градиентный (селфок); 9 – корпус микроосциллятора; 10 – колебательный элемент (МК).

на рис.2,з. Она обладает следующими важными свойствами: 1) наличие неподвижной (узловой) точки А, поступательная скорость которой $|V_A| = 0$; 2) кривизна формы колебаний в узловой точке $\rho_A \approx |U_2''(z_A)|$ имеет конечное значение $\rho_A^{-1} \neq 0$, что обеспечивает возможность фототермического возбуждения этой моды колебаний при освещении области узловой точки (напомним, что эффективность возбуждения $\eta \approx \rho_A^{-1}$ [27]); 3) окрестность точки А совершает лишь вращательные колебания вокруг оси, проходящей через точку А. Таким образом, в условиях лазерного возбуждения этой моды колебаний излучением, падающим в область узловой точки, происходит самоомодуляция величины R_{2eff} , имеющей лишь действительную часть $R_{2eff} = |R_{2eff}|$, т. к. при $|V_A| = 0$ отсутствуют как доплеровское смещение частоты ($\Delta\nu_d/\nu \approx |V_A|/c$), так и модуляция фазы отраженного света (изменение длины резонатора $\Delta L \propto |V_A|$).

Собственная частота и механическая добротность (на воздухе) второй моды колебаний МК составляют $f_2 \approx 76$ кГц и $Q_2 \approx 70$ (для основной моды $f_1 \approx 12.8$ кГц), при этом условие резонанса $f_2 = \Omega = c/2nL$ выполнено за счет использования сверхдлинного ЭИВЛ с длиной резонатора $L \approx 1.33$ км (n – показатель преломления волокна). В эксперименте расстройка частот ($f_2 - \Omega \neq 0$) варьировалась за счет изменения как межмодового интервала путем

наращивания (сокращения) длины пассивного световода ΔL_{smf} , так и смещения резонансной частоты Δf_2 в результате нагрева МК непрерывным оптическим излучением. Таким образом, система ЭИВЛ–МК представляет собой сложную колебательную систему с широким набором регулируемых параметров: P_p , φ , η , Ω , f_2 и др. (P_p – непрерывная мощность накачки, φ – угол между осью падающего лазерного пучка и нормалью к MOMRS (см. рис.2,а)).

Экспериментально установлено, что в условиях резонанса $f_2 \approx \Omega$ при уровне накачки, которая превышает определенное пороговое значение (второй порог) $P_{\text{th2}} \approx 1.8P_{\text{th}}$ (P_{th} – порог лазерной генерации ЭИВЛ), и значениях угла наклона в определенном интервале ($\varphi_1 \lesssim \varphi \lesssim \varphi_2$), соответствующем одной из ветвей диаграммы направленности автоколлиматора (рис.2,б), в лазерной системе возникают синхронные автоколебания, при которых одновременно происходят генерация периодических лазерных импульсов и колебания МК с единым (общим) периодом T_m , близким к времени кругового прохода фотоном лазерного резонатора $T_r = 2nL/c = T_m - \Delta T$, $\Delta T \ll T_r$. Осциллограмма и фурье-спектр интенсивности лазерного излучения в указанных режимах автоколебаний представлены на рис.3. Подчеркнем, что при замене МК на обычное неподвижное зеркало (аналогичное 31 на рис.2,а) в исследованных ЭИВЛ явления самосинхронизации мод не наблюдались. Приведенные данные с учетом зависимости длительности лазерных импульсов от уровня накачки позволяют заключить, что рассматриваемые автоколебания обусловлены пассивной синхронизацией мод ЭИВЛ. Отметим, что подключение пассивного ОВС со стороны МК приводит к увеличению порога автоколебаний ($P_{\text{th2}}^* = 2.4P_{\text{th}}$). Это можно объяснить тем, что для достижения необходимой пороговой амплитуды колебаний МК, возбуждаемых лазерным излучением, требуется компенсация ослабления излучения, вызванного потерями в пассивном волокне.

В режимах автоколебаний относительные флуктуации частоты следования лазерных импульсов $F = 1/T_m$ составляют $|\Delta F/F|_{\text{п}} \approx 7 \times 10^{-5}$ (время усреднения 10^{-2} с), при этом отметим, что измерения выполнены в обычных

(лабораторных) условиях без применения специальных методов вибро-акустоизоляции и стабилизации условий функционирования лазерной системы. В частности, нестability мощности накачки АС $|\Delta P_p/P_p|$ достигала $\sim 3\%$ (в диапазоне частот 0.1–10 Гц). При максимальном уровне накачки $r_{\text{max}} \approx 4.5$ ($r = P_p/P_{\text{th}}$) и фиксированной собственной частоте МК автоколебания наблюдаются при относительных изменениях длины резонатора $|\Delta L/L| \lesssim 0.3\%$. При фиксированной длине L частотой лазерных импульсов можно управлять (по крайней мере, в пределах $|\Delta F/F| \lesssim 2 \times 10^{-3}$) за счет смещения резонансной частоты МК, при этом $\Delta F = (1 + \alpha)\Delta f_2$, $|\alpha| \lesssim 3 \times 10^{-3}$. Как видно из рис.3, МК обеспечивает весьма высокую стабильность частоты автоколебаний при значительном (двукратном) изменении мощности накачки. При небольших вариациях угла, равных $|\Delta \varphi/\varphi| \lesssim 5\%$, и фиксированных L и P_p изменение частоты автоколебаний $|\Delta F/F| \lesssim 2 \times 10^{-4}$. Отметим, что в режимах ПСМ пиковая интенсивность лазерных импульсов и средняя мощность излучения в волоконном резонаторе ЭИВЛ составляют $I_{\text{smax}} \lesssim 0.5$ МВт/см² и $P_s \lesssim 50$ мВт соответственно; энергия в импульсе $E_s \approx 100$ нДж (длительность $\tau \geq 1.5$ мкс). Заметим, что $I_{\text{smax}} \ll I_{\text{nl}}$ (I_{nl} – порог нелинейности одномодовых световодов) [29].

4. Математическая модель системы ВЛ–МК

Динамика систем ВЛ–МК, представляющих собой многопараметрические, сложные нелинейные системы, определяется взаимодействием трех подсистем: лазерного излучения, активной среды и микроосциллятора, каждая из которых может быть описана с разной степенью точности. С учетом ключевой роли в режимах ПСМ фазы световой волны, лазерное излучение может быть описано в приближении медленных огибающих для поля, удовлетворяющего волновому уравнению [9]. При этом достаточно низкая интенсивность излучения ($I_s \ll I_{\text{nl}}$) и значительная длительность лазерных импульсов позволяют пренебречь как хроматической дисперсией, так и оптической нелинейностью (за исключением нелинейных свойств АС) в лазерном резонаторе. По этой причине механизмы ПСМ, эффективные при высокой интенсивности и сильной дисперсии в оптическом резонаторе (рассмотренные, в частности, в работе [30]), в данном случае не играют значительной роли. Кроме того, отсутствие самосинхронизации мод ЭИВЛ свидетельствует о том, что можно пренебречь также мелкоаппаратной пространственной динамической решеткой инверсии в активной среде (напомним, что именно взаимодействие генерируемых мод с решеткой инверсии является одной из основных причин самосинхронизации мод в лазерах [31]). Это позволяет исследовать особенности лазерной динамики, обусловленные ОМВ, без учета маскирующих эффектов.

ПСМ в системе ВЛ–МК обусловлена целым рядом физических эффектов и явлений, связанных с существенно разными сторонами взаимодействия лазерного излучения с МК (фототермический и термоупругий эффекты; возбуждение и распространение упругих волн, колебаний; термоотражение, модуляция света и др.). При этом МК, приводящий к резонансному характеру глубины модуляции добротности, существенно отличается от известных типов пассивных модуляторов, основанных на других физических принципах (насыщение поглощения, керровская нелинейность и др.). Следует отметить, что осо-

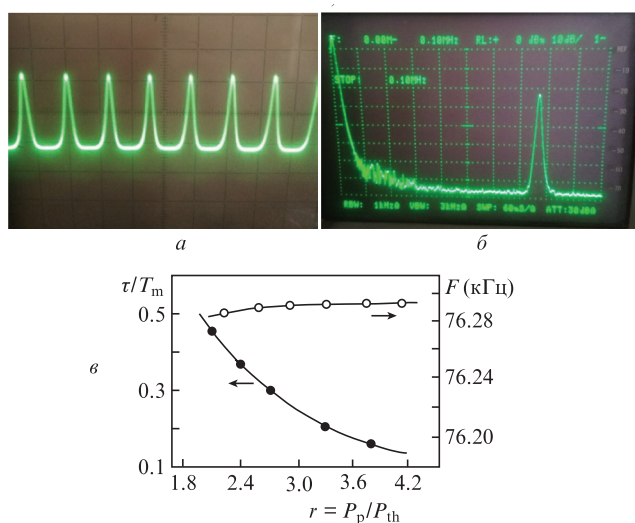


Рис.3. Осциллограмма (а) и фурье-спектр (б) интенсивности лазерного излучения в режиме автоколебаний (ПСМ), а также зависимости длительности и частоты лазерных импульсов от превышения уровня накачки над порогом в режиме ПСМ (в).

бенности ПСМ, связанные с резонансным характером глубины модуляции добротности, насколько нам известно, до сих пор не были рассмотрены. С учетом этого, а также с учетом возможностей вариации в широких пределах параметров и конфигурации ВЛ рассматриваемые ВЛ–МК представляют интерес и в качестве модельных объектов, удобных для изучения указанных особенностей. В связи с этим нами предложена упрощенная математическая модель, описывающая «высокочастотную» динамику ВЛ–МК в условиях резонанса ($f \approx \Omega$), включающих режимы ПСМ.

Фотоиндуцированные смещения и деформации МК ($U(z, t)$), обусловленные ОМВ, в условиях лазерной генерации в ВЛ–МК приводят к модуляции параметров отраженного от МК коллимированного пучка, в частности к модуляции эффективного коэффициента отражения «микроосцилляторного» зеркала (32): $R_{2\text{eff}}(t) = R_2(\varphi + \theta(z_A, t))$, где $R_2(\varphi) = R_{20}\exp[-\varphi^2/(2\varphi_0^2)]$ – угловая характеристика автоколлиматора (рис.2,б), аппроксимируемая функцией Гаусса; $\theta(z_A, t) = \theta_A(t)$ – вращательные колебания участка МК вблизи узловой точки. Колебания $\theta_A(t)$ приводят к модуляции коэффициента отражения: $R_{2\text{eff}}(t) = R_{20}\exp\{-[\varphi + \theta_A(t)]^2/(2\varphi_0^2)\}$. Поскольку особый интерес представляют колебания с частотами, близкими к собственной частоте второй моды МК, то с учетом достаточной разницы собственных частот ближайших мод ($|f_2 - f_1| \gg f_1$, $|f_2 - f_3| \gg f_2$) и малой ширины резонансной кривой для второй моды ($f_2/Q_2 \ll |f_2 - f_{1,3}|$) при описании колебаний МК можно ограничиться приближением однорезонансного линейного осциллятора с эквивалентными параметрами m_{eff} , $\omega_2 = 2\pi f_2$, Q_2 (m_{eff} – эффективная масса, Q_2 – механическая добротность) [32]. При этом угловые отклонения $\theta_A(t)$, вызванные лазерным (фототермическим) возбуждением колебаний, определяются следующим уравнением:

$$\ddot{\theta}_A + \frac{\omega_2}{Q_2} \dot{\theta}_A + \omega_2^2 \theta_A = \frac{1}{m_{\text{eff}}} N_{\theta}, \quad (1)$$

где $N_{\theta} = N_{\theta,s} + N_{\theta,p} + N_{\theta,\text{sp}}$ – обобщенная сила (момент сил), которая в общем случае обусловлена как генерируемым лазерным излучением (I_s), так и падающими на MOMRS остаточным излучением накачки, прошедшим через АС (I_p^*), и спонтанным излучением (I_{sp});

$$N_{\theta,i} = \int_{-\infty}^t h_i(t-t') P_i(t') dt', \quad i = s, p, \text{sp}; \quad (2)$$

$h_i(t-t')$ – функции, характеризующие эффективность фототермического возбуждения колебаний и зависящие от оптико-физических, упругих, термомеханических свойств и геометрических размеров МК [26]; $P_i = SI_i$ – мощность излучения ($S = \pi D^2/4$ – площадь пучка). Для простоты примем, что излучение накачки полностью поглощается в АС ($I_p^* \approx 0$), что реализуется при $I_{\text{af}} \gg [\sigma N_{\text{yb}}(N_{\text{Er}})]^{-1}$ и приводит к $N_{\theta,p} \approx 0$ (σ – сечение поглощения). При достаточно высоком уровне накачки, когда $I_s \gg I_{\text{sp}}$, можно пренебречь также вкладом спонтанного излучения: $N_{\theta,\text{sp}} \approx 0$. Поскольку материал МК (плавленый кварц) характеризуется достаточно малой глубиной затухания температурной волны на частоте автоколебаний ($\delta(F) \ll h$ [26]), то с учетом $h \ll D$ имеем $N_{\theta,s}(t) \approx K \text{Re}[P_{s1}(t) \exp(i\pi/2)]$, где $P_{s1}(t) = P_{10} \exp(i2\pi Ft)$ – фурье-гармоника (основная

мощности лазерного излучения, модулированной с частотой F , а $K \approx \eta(1 - R_{20})$ – коэффициент эффективности. Отметим, несколько забегая вперед, что именно фазовый сдвиг $\pi/2$ в выражении для $N_{\theta,s}(t)$, возникающий вследствие $\delta \ll h$, обеспечивает необходимое для существования ПСМ соотношение фаз между лазерными импульсами и обусловленной фотоиндуцированными колебаниями МК модуляцией добротности.

Колебания $\theta_A(t)$ приводят к модуляции потерь $\Pi(t) = -\ln[R_1 R_2(\theta_A(t))]$ и, следовательно, к добротности лазерного резонатора:

$$Q(t) = \frac{2\pi L}{\lambda \Pi(t)} \frac{2\pi L}{\lambda} \left(\Pi_0^* + \frac{\varphi \theta_A}{\varphi_0^2} + \frac{\theta_A^2}{2\varphi_0^2} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где $\Pi_0^* = -\ln(R_1 R_{20})^{1/2} + \varphi^2/(2\varphi_0^2)$ (все пассивные потери учтены в слагаемом $-\ln(R_1 R_{20})$). При колебаниях $\theta_A(t) \approx \cos(2\pi f t)$, где $f \approx \Omega$, модуляция добротности на частоте межмодовых биений приводит к сильному взаимодействию генерируемых мод с возможностью их синхронизации. Для исследования этого режима нами использован пространственно-временной подход, основанный на уравнениях [33, 34], описывающих лазеры с внутррезонаторными модуляторами добротности, в роли которых в данном случае выступают МК. Дополнив указанные уравнения слагаемыми и уравнениями (1)–(3), описывающими модуляцию добротности резонатора с помощью МК и движение последнего под действием лазерного излучения, получим замкнутую (самосогласованную) систему уравнений, описывающую ВЛ–МК:

$$T_m \frac{\partial A(T, t)}{\partial T} = \left[g \left(1 - \frac{1}{\Omega_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + (T_m - T_r) \frac{\partial}{\partial t} - \left(\Pi_0^* + \frac{\varphi \theta_A}{\varphi_0^2} + \frac{\theta_A^2}{2\varphi_0^2} \right) \right] A(T, t), \quad (4)$$

$$\frac{dg}{dT} = \frac{g_0 - g}{\tau_{\text{sp}}} - \frac{g n c \epsilon_0}{T_m I_{\text{sat}}} \int_{-T_m/2}^{T_m/2} |A(T, t)|^2 dt, \quad (5)$$

$$\ddot{\theta}_A + \frac{\omega_2}{Q_2} \dot{\theta}_A + \omega_2^2 \theta_A = \frac{1}{m_{\text{eff}}} N_{\theta,s}, \quad (6)$$

где огибающая амплитуды световой волны $A(T, t)$ учитывает как медленные ($T \gg T_r$), так и быстрые изменения поля (переменная t); $g_0 \propto (P_p/P_{\text{th}} - 1)$ – ненасыщенное усиление АС (в полосе частот $\Omega_g \approx 10^{11} - 10^{12}$ Гц), зависящее от уровня накачки; g – усиление АС с учетом насыщения (полагаем, что при одном круговом обходе изменение $|\Delta g| \ll g$); $I_{\text{sat}} = h\nu/(2\sigma_{\text{las}} \tau_{\text{sp}})$ – интенсивность насыщения; $h\nu$ и τ_{sp} – энергия и спонтанное время жизни фотона; σ_{las} – сечение лазерного перехода; N_{θ} – фотоиндуцированная сила (2).

Детальное исследование системы уравнений (2)–(6) (предполагаемое в дальнейшем) является достаточно сложной, самостоятельной задачей, поэтому здесь ограничимся качественным рассмотрением стационарных одноимпульсных режимов ПСМ. В этом случае поиск соответствующих приближенных решений значительно облегчается благодаря именно резонансному характеру колебаний МК. Дело в том, что в отличие от пассивных модуляторов, основанных на насыщении поглощения или эф-

фекте Керра, в которых значительное изменение потерь происходит именно в момент действия лазерного импульса, в случае МК из-за механической инертности действие лазерного импульса приводит к сравнительно малому, но достаточно длительному возмущению движения МК, имеющего характер свободных колебаний. Благодаря регулярности и значительной продолжительности свободных колебаний МК модуляция добротности, обусловленная ими, в известной мере имеет характер «заданной», свойственный режиму активной модуляции добротности при принудительной синусоидальной модуляции потерь. Таким образом, МК, играющий роль пассивного модулятора добротности, в условиях резонансных колебаний проявляет свойства активного модулятора, причем с ростом механической добротности микроосциллятора это проявление будет лишь усиливаться. Учитывая изложенное, форму лазерных импульсов в рассматриваемых режимах ПСМ можно аппроксимировать гауссовой функцией, характерной для режима активной модуляции добротности резонатора [35]. В результате приближенные решения системы (4)–(6) целесообразно искать в виде

$$A(T, t) \approx A_0 \sum_{n=0}^{\infty} a(t - nT_m), \quad (7)$$

$$\theta_A(t) \approx \theta_{A_0} \cos(2\pi Ft + \gamma), \quad (8)$$

где $T_m = T_r + \Delta T$ – период импульсов с постоянной пиковой амплитудой A_0 ($\Delta T \ll T_r$); θ_{A_0} – амплитуда колебаний МК; γ – сдвиг фаз между колебаниями МК и лазерными импульсами (гармоникой $P_{s1}(t)$); $a(t) = \exp[-t^2/(2\tau^2)]$ – гауссова форма лазерных импульсов длительностью $\tau \ll T_m$. Искомые величинами являются T_m , A_0 , θ_{A_0} , g , γ , τ , при этом $P_{10} = \sqrt{2\pi} n B \varepsilon_0 c s A_0^2 \tau / (4T_m)$ (s – площадь моды АС, $B = 0.4–0.7$ – коэффициент передачи мощности излучения на участке резонатора АС–МК).

Подстановка (7), (8) в систему уравнений (2)–(6) приводит к ряду соотношений, представленных ниже. Длительность импульсов определяется выражением

$$\tau^4 = 2\bar{g} [mF^2 \Omega_g^2 (1 + m\varphi_0^2/\varphi^2)]^{-1}, \quad (9)$$

где $m = |\varphi\theta_{A_0}/\varphi_0^2|$ – глубина модуляции потерь, обусловленная колебаниями МК;

$$\bar{g} = g_0 [1 + n\varepsilon_0 c A_0^2 \tau / (I_{\text{sat}} T_m)]^{-1} \quad (10)$$

– среднее усиление АС за один обход, которое определяется интегрированием (5) в пределах периода T_m . Выражение (10), по существу, является условием баланса: в стационарном режиме колебаний результирующее изменение инверсии АС под действием лазерного импульса и накачки за период колебаний T_m должно быть равно нулю.

Проинтегрировав уравнение (4) в пределах полного периода T_m , получим

$$\bar{g} - P_0^* - \frac{\theta_{A_0}}{\varphi_0^2} \varphi(\cos \gamma) = 0. \quad (11)$$

Поскольку лазерная генерация возникает при $\bar{g} > P_0^*$, из (11) следует, что автоколебания возможны ($\theta_{A_0} \neq 0$) при $\varphi(\cos \gamma) > 0$, т.е. лишь на одной из ветвей угловой диа-

граммы (рис.2,б), и это согласуется с экспериментом. Из уравнения (6) получим

$$\theta_{A_0} = \frac{KP_{10}}{4\pi^2 \sqrt{(f_2^2 - F^2)^2 + 4f_2^2 F^2 / Q_2^2}}, \quad (12)$$

$$\gamma = \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{f_2 F}{(f_2^2 - F^2) Q_2}.$$

Можно предположить, что генерация лазерных импульсов происходит в моменты минимальных потерь, соответствующих $\gamma \approx 0$ (точные значения определяются из уравнения (12)). Из (4) следует соотношение, определяющее связь между частотами F и Ω ,

$$\frac{F - \Omega}{\Omega} = 2\pi F^2 \tau^2 m \sin \gamma - \frac{F}{\Omega_g} \bar{g}, \quad (13)$$

откуда с учетом $F, \Omega \ll \Omega_g$, $m \ll 1$, $\sin \gamma \ll 1$ получаем $F \approx \Omega$, что согласуется с экспериментом. Соотношение (13) выполняется в ограниченном интервале расстрой частот: $\Delta_1 \lesssim (F - \Omega)/\Omega \lesssim \Delta_2$, границы которого определяются условием устойчивости стационарных колебаний (7), (8). Зависимость частоты автоколебаний от характеристик МК $F(f_2, Q_2, K, \dots)$ находится в результате совместного решения системы уравнений (7)–(13), определяющих также зависимости $m(f_2, Q_2, K, \dots)$, $\tau(f_2, Q_2, K, \dots)$, $\gamma(f_2, Q_2, K, \dots)$ и др. Система уравнений (7)–(13) позволяет установить как условия существования – требования к параметрам системы, так и зависимости характеристик стационарных одноимпульсных режимов ПСМ от основных параметров ВЛ–МК. В частности, предварительные результаты исследований показывают, что увеличение добротности микроосциллятора может приводить к уменьшению разницы частот $(F - f_2)/f_2$, поэтому для повышения стабильности частоты лазерных импульсов следует использовать высокودобротные MOMRS.

5. Заключение

Исследованы особенности динамики лазерного излучения, обусловленные оптомеханическим взаимодействием излучения ВЛ с микрооптомеханическими резонансными структурами, возбуждаемыми светом. Экспериментальные результаты, полученные в работе, позволяют заключить (с учетом данных предыдущих исследований), что это взаимодействие в рассматриваемых лазерных системах в условиях внутренних резонансов приводит к автоколебаниям и модуляции характеристик лазерного излучения с частотой, определяемой в основном собственной частотой упругих колебаний микроосциллятора. В связи с тем, что в настоящее время большое внимание уделяется созданию ВЛ, характеризующихся помимо высокой энергии импульсов также и большой длительностью лазерных импульсов (сотни наносекунд и более) [36–38], отметим, что режимы ПСМ, реализованные в исследованных нами лазерных системах, представляют собой новый подход к решению данной задачи. Примечательно, что такие лазерные системы со сравнительно простой схемой обеспечивают достаточно высокую стабильность характеристик лазерных импульсов и возможность их регулирования (в ограниченных пределах) за счет управления параметрами системы (в особенности микроос-

циллятора). Зависимость резонансной частоты МК от внешних воздействий и окружающих условий открывает возможности для создания на базе системы ВЛ–МК новых типов прецизионных волоконно-оптических датчиков с частотным выходом, легко интегрируемых в современные цифровые измерительные системы. Отметим актуальность дальнейшего развития моделей волоконных лазеров с микроосцилляторами, учитывающих влияние шумов и случайных внешних возмущений, позволяющих исследовать флуктуации и предельные уровни неустойчивости параметров автоколебаний в лазерных системах, а также определяющих, в частности, порог чувствительности датчиков на их основе.

Работа выполнена в рамках Госзадания.

- Yang W, Gerke S.A., Ng K.W., Rao Y., Chase C., Chang-Hasnain C.J. *Sci. Rep.*, **5**, 13700 (2015). DOI: 10.1038/srep.13700.
- Aspelmeyer M., Kippenberg T.J., Marquardt F. *Cavity Optomechanics, Nano- and Micromechanical Resonators Interacting with Light* (Berlin, Heidelberg: Springer–Verlag, 2014).
- Chen Y. *J. Phys. B*, **46**, 104001 (2013).
- Городецкий М.Л., Данилишин Ш.Л., Халили Ф.Я., Чен Я. *Нанотехнологии: разработка, применение*, **1** (1), 56 (2009).
- Городецкий М.Л. *Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью* (М.: Физматлит, 2011).
- Unal M., Alapan Y., Jia H., et al. *Nanobiomedicine*, **1** (5), 1 (2014). DOI:10.5772/59379.
- Валитов Р.А., Хижняк Н.А., Жилков В.С. и др. *Пондеромоторное действие электромагнитного поля* (М.: Сов. Радио, 1975).
- Апанасевич П.А. *Основы теории взаимодействия света с веществом* (Минск: Наука и техника, 1977).
- Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М: Наука, 1999).
- Самсон А.М., Котомцева Л.А., Лойко Н.А. *Автоколебания в лазерах* (Минск: Наука и техника, 1990).
- Bauer R., Lubeight W., et al. *Proc. SPIE*, **8599**, 85990 T-1 (2013).
- Fabert M., Kermene V., Desfarges-Berthelot A., et al. *Opt. Lett.*, **36** (12), 2191 (2011).
- Couderc V., Crunteanu F., et al. *Opt. Express*, **20** (5), 5524 (2012).
- Okhotnikov O.G. *Fiber Lasers* (Wiley–VCH, Verlag GmbH Co., 2012).
- Ter-Mikirtychev V. *Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers* (Springer, 2014).
- Егоров Ф.А., Бурков В.Д., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **22** (19), 19 (1996) [*Tech. Phys. Lett.*, **22** (10), 785 (1996)].
- Егоров Ф.А., Бурков В.Д., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **23** (6), 33 (1997) [*Tech. Phys. Lett.*, **23** (3), 224 (1997)].
- Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т. *ЖТФ*, **75** (1), 70 (2005) [*Tech. Phys.*, **50** (1), 69 (2005)].
- Егоров Ф.А., Потапов В.Т. *Квантовая электроника*, **42** (9), 808 (2012) [*Quantum Electron.*, **42** (9), 808 (2012)].
- Ратнер А.М. *Квантовые генераторы с большим угловым расхождением* (Киев: Наукова думка, 1970).
- Егоров Ф.А. *Письма в ЖТФ*, **41** (8), 61 (2015) [*Tech. Phys. Lett.*, **41** (4), 405 (2015)].
- Егоров Ф.А., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **35** (12), 104 (2009) [*Tech. Phys. Lett.*, **35** (9), 834 (2009)].
- Егоров Ф.А., Потапов В.Т., Мелькумов М.А., Шубин А.В. *Письма в ЖТФ*, **40** (8), 30 (2014) [*Tech. Phys. Lett.*, **40** (4), 333 (2014)].
- Law C.K. *Phys. Rev. A*, **49** (1), 443 (1994).
- Красильников В.Н. *Параметрические волновые явления в классической электродинамике* (СПб.: Изд-во С.-Пб ун-та, 1996).
- Lammernik T.S.J., Elwenspoek M., Fluitman J.H.J. *IEEE Proc. MEMS'91* (Nara, Japan, 1991, p. 160).
- Bircher B.A., Duempelmann L., Lang H.P., Gerber C., Braun T. *Micro & Nano Lett.*, **8** (11), 770 (2013). DOI: 10.1049/mnl.2013.0352.
- Бабаков И.М. *Теория колебаний* (М.: Наука, 1968).
- Бирюков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **37** (4), 379 (2007) [*Quantum Electron.*, **37** (4), 379 (2007)].
- Иваненко А.В. Канд. дисс. (Новосибирск, НГУ, НГТУ, 2011).
- Гусев А.А., Кружалов С.В., Львов Б.В., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **45** (2), 123 (1981).
- Бабицкий В.И., Крупенин В.Л. *Колебания в сильно нелинейных системах* (М.: Наука, 1985).
- Menyuk S.R., Wang S. *Nanophotonics*, **5** (2), 332 (2016).
- New G.H.C., Noy M., Crosse J.A., Rumley A., Newson L., Chen Z.Y., Cheung C., Todhunter A. *Opt. Commun.*, **282**, 4418 (2009).
- Weiner A. *Ultrafast Optics* (Wiley–VCH, John Wiley & Sons, 2009).
- Samsamun F.S.M., Zulkipli N.F., Khudus M.I.M.A., Bakar A.S.A., Majid W.H.A., Harun S.W. *OSA Continuum*, **2**, 134 (2019); <https://doi.org/10.1364/OSAC.2.000134>.
- Ivanenko A., Kobtsev S., Smirnov S., Kemmer A. *Opt. Express*, **24** (6), 6650 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.006650.
- Li G., He J., Yan B., Shi B., Liu J., Zhang B., Yang K. *OSA Continuum*, **2**, 192 (2019); <https://doi.org/10.1364/OSAC.2.000192>.