

ФРЯЗИНСКИЙ ФИЛИАЛ ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
БЮДЖЕТНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ НАУКИ
ИНСТИТУТА РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ им.
В.А.КОТЕЛЬНИКОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ЕГОРОВ ФЕДОР АНДРЕЕВИЧ



ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МИКРООПТОМЕХАНИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСНЫХ
СИСТЕМ С ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Специальность 01.04.03 – Радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант – доктор технических наук, профессор Потапов В.Т.

Фрязино 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. МОДЕЛИ ЛАЗЕРОВ С МИКРООПТОМЕХАНИЧЕСКИМИ РЕЗОНАНСНЫМИ СИСТЕМАМИ (МОМРС)	23
1.1. Сведения общего характера о свойствах и методах создания МОМРС (микроосцилляторов).....	23
1.2. Физические механизмы лазерного возбуждения упругих колебаний и волн в МОМРС	28
1.3. Динамическая классификация лазеров, неустойчивости стационарного состояния в лазерах класса В.....	45
1.4. Характерные частоты переходных процессов в ВЛ.....	51
1.5. Принципиальные схемы и физические модели ВЛ-МОМРС, основные допущения.....	55
1.6. Математические модели взаимодействия микроосцилляторов с излучением ВЛ, анализ условий реализации внутренних резонансов	69
Выводы к ГЛАВЕ 1	84
ГЛАВА 2. АВТОКОЛЕБАНИЯ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ МОМРС И РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ВЛ	86
2.1. Численное моделирование синхронных автоколебаний в ВЛ-МОМРС ...	86
2.2. Автоколебания в лазерных системах ВЛ-МОМРС на основе лазеров с нерезонансной обратной связью	104
2.3. Автоколебания в ВЛ с внутриврезонаторными оптоволоконными МОМРС	109
2.4. Режим бигармонических (двухчастотных) автоколебаний в волоконных лазерах с двумя микроосцилляторами	118
2.5. Автоколебания направления поляризации излучения волоконных лазеров с МОМРС.....	129

2.6. Автоколебания в ВЛ в условиях пассивной модуляции спонтанного времени жизни в активном микросветоводе	138
2.7. Оценки влияния спонтанного излучения на параметры автоколебаний в ВЛ МОМРС.....	146
2.8. Параметрическое усиление в лазерных системах ВЛ – МОМРС в условиях модуляции накачки.....	152
Выводы к ГЛАВЕ 2	157
ГЛАВА 3. АВТОКОЛЕБАНИЯ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ МОМРС И МЕЖМОДОВЫХ БИЕНИЙ В ВЛ; КОМБИНАЦИОННЫЙ РЕЗОНАНС	158
3.1. Физические модели ВЛ-МОМРС, основные допущения, режим пассивной синхронизации мод	159
3.2. «Высокочастотная» динамика ВЛ-МОМРС, теоретическое рассмотрение	164
3.3. Экспериментальное исследование режимов пассивной синхронизации мод ВЛ с помощью микроосцилляторов.....	185
3.4. Автоколебания в (Nd) ВЛ - МОМРС в условиях комбинационного резонанса.....	196
3.5. Синхронизация поляризационных мод ВЛ с помощью поляризационно-анизотропных микроосцилляторов.....	204
Выводы к ГЛАВЕ 3	208
ГЛАВА 4. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ, МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОПТОВОЛОКОННЫХ МОМРС	209
4.1. Исследование Эйлеровой неустойчивости микро-(нано)световодов с излучением, автоколебания и параметрическое возбуждение мод собственных поперечных колебаний МНС	210
4.2. Разработка оптоволоконных МОМРС на основе волоконных SMS-структур	222
4.2.1. Теоретическое рассмотрение; основные свойства SMS структур.....	222
4.2.2. Экспериментальное исследование оптоволоконных МОМРС на основе	

SMS-структур.....	226
4.3. Разработка и исследование оптоволоконных МОМРС на основе специальных световодов с макро(микро)изгибами.....	235
4.3.1. Микроосцилляторы на основе изогнутых ступенчатых световодов с большим диаметром фундаментальной моды (LP_{01})	235
4.3.2. Микроизгибные оптоволоконные МОМРС	239
4.4. Оптоволоконные МОМРС, использующие явление оптического туннелирования; «краевого» резонанса в области торца световода.....	248
4.4.1. «Краевой» резонанс в «полубесконечном» световоде в металлическом покрытии.....	255
Выводы к ГЛАВЕ 4	261
ГЛАВА 5. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ВОД И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ВЛ-МОМРС	262
5.1. Автогенераторные схемы виброчастотных ВОД на базе ВЛ-МОМРС	264
5.2. Волоконно-оптический частотный датчик переменного давления в газообразных и жидких средах	268
5.3. Резонансные ВОД на основе ВЛ – МОМРС в режимах свободных и вынужденных колебаний микроосцилляторов.....	276
5.4. Многоканальные измерительные системы на основе ВЛ- МОМРС.....	281
5.5. Резонансные ВОД, основанные на термофлуктуационных колебаниях микроосцилляторов.....	288
5.6. Оценки стабильности частоты автоколебаний в ВЛ- МОМРС.....	297
5.7. Применение ВОД: исследования напряженно-деформированного состояния грунта и элементов металлоконструкций	324
Выводы к ГЛАВЕ 5	330
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	331
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	336
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ.....	375
ПРИЛОЖЕНИЯ.....	376

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы на стыке мехатроники, волоконной оптики и лазерной физики начало формироваться новое научно-техническое направление, связанное с разработкой новых методов и устройств управления характеристиками оптического излучения, в которых ключевую роль играет оптомеханическое взаимодействие (ОМВ) - взаимодействие света с механическими степенями свободы объектов. В основе таких устройств лежат микрооптомеханические резонансные системы с микронными (субмикронными) размерами (МОМРС), которые с позиций теории упругости представляют собой колебательные системы с распределенными параметрами, характеризующиеся (как и любой физической объект) широким набором мод собственных упругих (акустомеханических) колебаний, которые могут возбуждаться за счет энергии оптического излучения. ОМВ может обуславливаться как пондеромоторным действием излучения (давление света, «градиентная» сила и др.), так и параметрическими эффектами (фототермический, электрострикция в поле световой волны и др.), которые в силу универсальности проявляются в широком спектральном диапазоне как в обычных, так и в искусственных (синтезируемых) материалах с качественно новыми свойствами, открывающими новые перспективы в области фундаментальных физических исследований и разработки информационно-измерительных систем нового поколения [1-6].

Упругие колебания и волны в МОМРС приводят к модуляции ряда характеристик световой волны (амплитуды, фазы, частоты, диаграммы направленности, состояния поляризации), которая в условиях лазерного возбуждения колебаний является нелинейной (оптомеханическая нелинейность (ОМН)), причем, не только в зависимости от интенсивности, но (в общем случае) также от других параметров, например, частоты световой волны (энергии фотонов). Отличительными особенностями ОМВ являются: низкий порог нелинейности; резонансный характер глубины модуляции вблизи

собственных частот МОМРС; широкий спектральный диапазон; возможности одновременной модуляции нескольких параметров световой волны, что существенно отличает ее от нелинейностей, обусловленных эффектами Керра или насыщением поглощения, широко используемых в лазерах для пассивной модуляции характеристик оптического резонатора.

В оптических резонаторах на основе МОМРС обмен энергией между оптическими и механическими модами, обусловленное ОМВ, может приводить к автоколебаниям [3,7,8]; преобразованию спектра излучения [7,9]; проявлениям квантовых свойств МОМРС – макрообъекта [10]; трансформации теплового движения МОМРС и динамическому охлаждению до сверхнизких температур [11], открывающих широкие перспективы для исследований в таких областях как квантовая макрофизика и оптика, мезоскопика, физическое материаловедение, включая физико-химические свойства биологических микро-(нано)объектов и структур [12]. При этом оптическая накачка резонаторов осуществляется когерентным излучением со строго заданными характеристиками, что исключает оптическую связь МОМРС с лазерным источником из-за высокой чувствительности лазера к обратноотраженному излучению. Вместе с тем, исследование динамики лазерных систем с внутрирезонаторными МОМРС представляет большой интерес, т.к. микрооптомеханические структуры могут существенно влиять на режимы генерации лазеров [13-17]. Важно подчеркнуть, что в указанных работах реализована активная модуляция характеристик резонатора, когда движение МОМРС осуществляется под действием заданных, управляющих внешних сил, существенно превышающих фотоиндуцированные силы (обусловленные ОМВ), что приводит к динамике лазерных систем, детерминированной управляющими внешними силами, в которых ОМВ не играют заметной роли.

Вместе с тем, эффекты взаимодействия МОМРС с лазерным излучением (с учетом влияния МОМРС на лазерный источник) могут играть в динамике рассматриваемых систем (лазерных систем с МОМРС) определяющую роль [18]. Взаимодействие МОМРС с излучением эрбий-иттербиевых волоконных

лазеров, как показано в работах [19,20], в условиях резонанса собственных частот МОМРС и релаксационных колебаний в лазере приводит к новым режимам автоколебаний с существенно менее жесткими условиями их возбуждения. Частота автоколебаний в пределах области их существования зависит от характеристик как лазерной подсистемы так и микроосциллятора, играющего роль нелинейного зеркала в активном (лазерном) резонаторе. Указанные (и другие) свойства лазерных систем ВЛ-МОМРС открывают новые возможности, с одной стороны, для управления режимами генерации лазеров и характеристиками излучения; исследований характеристик активной среды и резонатора; оптико-физических, акустомеханических и др. свойств материалов, с другой - служат основой для разработки нового типа волоконно-оптических датчиков (ВОД) физических величин [20].

Следует отметить, что в указанных работах [19,20] рассмотрен лишь достаточно узкий круг явлений в лазерных системах с МОМРС, которые реализуются в условиях совпадения собственной частоты микроосциллятора с синфазной частотой релаксационных колебаний – лишь одной из частот из широкого спектра характерных частот лазеров. При этом экспериментальные исследования выполнены с использованием также лишь одного типа лазера – эрбий – иттербиевых волоконных лазеров, в которых МОМРС играет строго ограниченную роль - зеркала резонатора.

В этой связи актуально проведение комплексных исследований динамики лазерных систем с МОМРС разных типов, которые играли бы роль различных оптических элементов в активных резонаторах лазеров различных классов (А,В,С,Д по динамической классификации [21]), которые обладают существенно разными динамическими свойствами.

Интересно отметить, что идея использования движения отражающих поверхностей (поступательного или колебательного характера) для управления процессами индуцированного излучения в лазерах была высказана почти сразу же после их появления [22]. Исследование режимов генерации лазеров с внутрирезонаторными оптическими элементами с переменными

характеристиками, зависящими от деформаций, возникающих под действием генерируемого излучения, представляет собой пример самосогласованной задачи, которая при стационарных и квазистационарных деформациях рассмотрена достаточно подробно [23-26], однако динамические режимы, обусловленные лазерным возбуждением акустомеханических колебаний внутрирезонаторных элементов под действием именно генерируемого излучения, изучены явно недостаточно. Именно с развитием, с одной стороны, технологий мехатроники, открывающих возможности создания МОМРС, а с другой – лазерных систем (в особенности – волоконных лазеров (ВЛ)) резко возрос интерес к данному направлению исследований, поскольку открылись принципиально новые возможности для реализации экспериментальных условий, недоступных или трудноосуществимых с помощью «обычных» лазеров и внутрирезонаторных функциональных устройств в типичном объёмном исполнении.

ОМВ открывают возможности для реализации лазерной генерации в принципиально новых условиях: в силу нестационарности резонатора и доплеровского сдвига частоты в лазерах с зеркалами на основе МОМРС, в строгом смысле, не существует мод, при этом состояние поля описывается с помощью сложных пространственно - временных структур [27]; в активных микросветоводах (АМС) с переменными граничными условиями, обусловленными лазерным возбуждением изгибных колебаний АМС, возможна пассивная модуляция спонтанного времени жизни возбужденного активного центра; большой интерес представляет исследование лазеров с составными резонаторами, в которых микроосцилляторы играют роль «внешних» отражателей, движущихся под действием генерируемого излучения, что позволит выявить новые стороны в изучении фундаментальных проблем, связанных с явлениями синхронизации в автодинных системах [28].

Разнообразие частотно - временных параметров в различных типах лазеров в сочетании с резонансными свойствами МОМРС открывают широкие возможности для реализации внутренних резонансов в лазерных системах с

ОМВ, имеющих место при совпадении собственных частот МОМРС с характерными частотами лазеров (релаксационных колебаний (синфазных, антифазных и др.), межмодовых и поляризационных биений, комбинационного взаимодействия и т.д.), которые могут приводить к новым особенностям в динамике колебаний МОМРС и лазерной системы. В частности, возможны эффекты «затягивания» и стабилизации частоты лазерных импульсов, которые могут найти применение при создании высокостабильных лазеров (аналог «кварцевой» стабилизации в радиотехнике); особенности, обусловленные одновременным возбуждением и взаимодействием различных мод собственных колебаний МОМРС. Отметим, что несмотря на то, что эффекты взаимодействия различных видов колебаний в лазерах (автомодуляционные, релаксационные, комбинационные, вынужденные, параметрические) исследованы достаточно подробно [21,29-34], однако влияние внутренних резонансов на динамику лазеров с внутривибраторной ОМН резонансного характера изучены явно недостаточно. В связи с тем, что даже в режиме свободной генерации (в отсутствие внешнего направленного воздействия) лазеры характеризуются весьма сложной динамикой [21,35,36], исследование эффектов, обусловленных ОМВ является достаточно сложной задачей, которая существенно усложняется из-за наложения ряда дополнительных эффектов, связанных с термомеханическими, термооптическими и фотоиндуцированными процессами в АС, обусловленными, в частности, излучением накачки [37,38].

В этой связи принципиально важны исследования лазерных систем с МОМРС с разными типами лазеров и микроосцилляторов, различающихся: схемой энергетических уровней и способами накачки; конфигурацией резонатора; модовым составом, поляризационными свойствами; топологией и оптико-физическими свойствами МОМРС; условиями резонанса, направленные на выявление как универсальных закономерностей, так и специфических свойств, особенностей динамики рассматриваемых лазерных систем.

С точки зрения реализации внутренних резонансов именно волоконные лазеры [39-42] благодаря уникальным физико-техническим свойствам и

особенностям конструкций, с учетом возможностей вариации в широких пределах типов и параметров активных световодов (АС), наиболее полно удовлетворяют указанным выше условиям, которые обеспечивают, в частности: изменение в широком диапазоне частотно-временных параметров; оптимальное оптическое согласование МОМРС (в особенности - оптоволоконных) с модами лазерного резонатора; возможность управления в широких пределах энергетическими характеристиками, спектральным и модовым составом, состоянием поляризации излучения; гибкой вариацией конфигурации резонатора и т.д., позволяющих сформировать многомерное пространство регулируемых параметров, характеризующих состояние лазерной системы. Таким образом, волоконные лазеры являются оптимальными модельными объектами для исследования динамики лазерных систем с МОМРС, при этом особенности динамики, обусловленные спецификой ВЛ представляют значительный самостоятельный интерес, которые позволяют: получить новые данные о фундаментальных свойствах ВЛ (а также, МОМРС); создать основу для разработки новых функциональных элементов и устройств для управления параметрами излучения ВЛ; разработать перспективный класс ВОД с частотным выходом.

Объектом исследований в настоящей работе являются микрооптомеханические резонансные системы, возбуждаемые оптическим излучением и лазерные системы на основе волоконных лазеров с внутрирезонаторными МОМРС; предметом рассмотрения являются физические и математические модели взаимодействия МОМРС с излучением волоконных лазеров, режимы автоколебаний в лазерных системах с внутрирезонаторной оптомеханической нелинейностью в условиях внутренних резонансов.

Предполагается разработка физических и математических моделей лазерных систем, проведение комплексных исследований эффектов синхронизации и зависимостей характеристик автоколебаний от параметров системы и внешних воздействий; поиск и исследование новых механизмов лазерного (оптического) возбуждения МОМРС; исследование динамики систем

с волоконными лазерами на основе новых видов активных и пассивных (внутрирезонаторных) световодов. Большой интерес представляет исследование лазерных систем с несколькими микроосцилляторами; биполяризационных волоконных лазеров с поляризационно-анизотропными МОМРС, в которых следует ожидать новых проявлений конкуренции поляризационных мод в условиях поляризационной зависимости ОМВ.

Один из ключевых параметров активной среды - спонтанное время жизни метастабильного уровня (τ_{sp}), рассматриваемое обычно как постоянный параметр, в активных микро-наносветоводах (АМС) может зависеть от условий отражения на границе АМС [43,44] (присутствие металлического зеркала вблизи активного центра приводит к значительному изменению (τ_{sp}) в АМС (в несколько раз!)). Следовательно, колебания АМС, возбуждаемые под действием оптомеханических взаимодействий, могут приводить к модуляции спонтанного времени жизни в АМС из-за переменных граничных условий, которые, в свою очередь, могут приводить к новым особенностям в динамике ВЛ, открывающих новые возможности для управления параметрами лазерного излучения.

Актуальны исследования флуктуаций параметров автоколебаний в ВЛ-МОМРС, анализ роли естественных и технических шумов, внешних возмущений, позволяющих глубже раскрыть природу явлений в лазерных системах, определить факторы, ограничивающие предельные характеристики устройств на их основе (ВОД, источников лазерного излучения).

Важной задачей является разработка физических основ и методов создания волноводных МОМРС, допускающих интегрирование в различные волоконно-оптические устройства и схемы. В этой связи особый интерес представляют исследования: возможностей лазерного возбуждения мод акустомеханических колебаний волоконных и интегральных волноводов на основе микро-(нано) световодов [45], волоконных SMS-структур (single mode – multimode - single mode) [46], сегментов специальных световодов (СС) с локализованными модами упругих колебаний, проявляющих резонансные свойства (например -

«краевой» резонанс) [47,48]; исследование механизмов лазерного возбуждения упругих волн и колебаний волноводных МОМРС.

Волоконно-оптические датчики на основе автогенераторов ВЛ-МОМРС, по-существу, являются логическим развитием и оптическими аналогами хорошо известных электромеханических резонансных (струнных) датчиков, являющихся в настоящее время основным средством при высокоточных измерениях в технике и в промышленности [49,50]. При этом рассматриваемые ВОД наряду с достоинствами, присущими частотным (резонансным) датчикам вообще, обладают целым рядом важных преимуществ [51,52] (по сравнению с электрическим аналогом): отсутствием электрического питания и каких-либо электрических цепей в зоне контроля; возможность изготовления в полностью диэлектрическом исполнении, обеспечивающем гальваническую развязку от объекта контроля, высокую устойчивость к воздействию химически активных сред, радиации; малыми весо-габаритными параметрами и т.д., расширяющими потенциальные области их применений.

Актуальна разработка методов регистрации малых колебаний МОМРС, открывающих перспективы создания резонансных ВОД, основанных на анализе параметров термофлуктуационных резонансных колебаний (без специальных источников возбуждения), что позволяет: минимизировать одну из основных составляющих погрешности резонансных датчиков, связанную с неизохронностью колебаний; существенно упростить алгоритм работы многоканальных ВОД с частотным разделением измерительных каналов; упростить схему, конструкцию измерительной системы, что повышает надежность измерительной системы в целом. Значительные перспективы ВЛ-МОМРС имеет также в области оптической обработки информации и в волоконно-оптических системах связи [53].

Целью работы является исследование оптико-физических свойств микрооптомеханических резонансных систем различных типов, их взаимодействия с лазерным излучением в условиях внутренних резонансов, приводящих к автоколебательным режимам генерации волоконных лазеров и

создания на их основе нового класса резонансных волоконно-оптических датчиков физических величин.

Задачи работы:

1. Анализ особенностей распространения света, оптико-физических свойств и механизмов лазерного возбуждения упругих (акустомеханических) колебаний микрооптомеханических резонансных систем разных типов (волноводных, микрооптических), разработка физических и математических моделей микроосцилляторов.

2. Разработка микрооптических и волноводных МОМРС на основе: кремниевых структур; сегментов специальных световодов, волоконных SMS-структур (single mode – multimode – single mode) и исследование их основных характеристик.

3. Исследование статической и динамической неустойчивости волноводных МОМРС на основе микро-(нано)световодов с интенсивным излучением; параметрического возбуждения мод собственных изгибных колебаний и автоколебаний микросветоводов с интенсивным излучением.

4. Разработка физических и математических моделей взаимодействия лазерного излучения с МОМРС, численное моделирование процессов генерации волоконных лазеров с МОМРС в приближениях точечной и распределенной систем.

5. Исследование режимов пассивной модуляции добротности и синхронизации мод волоконных лазеров с микроосцилляторами; особенностей автоколебаний, обусловленных одновременным взаимодействием лазерного излучения с несколькими микроосцилляторами.

6. Исследование динамики состояния поляризации лазерного излучения в ВЛ-МОМРС в условиях поляризационной зависимости оптомеханического взаимодействия в МОМРС; режимов автоколебаний направления поляризации лазерного излучения.

7. Исследование структуры зон возбуждения и зависимостей параметров автоколебаний от основных характеристик МОМРС и ВЛ; зависимости

автоколебаний от внешних воздействий на МОМРС и ВЛ. Выявление основных факторов, определяющих флуктуации параметров автоколебаний, разработка методов повышения стабильности характеристик автоколебаний лазерных систем.

8. Исследование особенностей автоколебаний в ВЛ-МОМРС в условиях пассивной модуляции времени жизни метастабильного уровня в активном световоде с переменными граничными условиями; влияния спонтанного излучения на параметры автоколебаний.

9. Исследование динамики ВЛ-МОМРС в режимах вынужденных и свободных колебаний микроосцилляторов; явления параметрического усиления в ВЛ в условиях модуляции накачки АС и вынужденных колебаний микроосциллятора.

10. Разработка высокочувствительных ВОД перемещений с суб-пикаметровым разрешением и исследование с их помощью флуктуационных колебаний МОМРС. Исследование путей создания резонансных ВОД с термофлуктуационным возбуждением мод собственных колебаний микроосцилляторов. Разработка резонансных ВОД на основе лазерных систем ВЛ-МОМРС, методов их мультиплексирования, исследование основных характеристик лабораторных макетов ВОД физических величин (силы, деформаций, температуры, давления и т.д.).

Научная новизна работы определяется тем, что в ней впервые:

1. Обнаружено и исследовано явление резонансной автомодуляции интенсивности излучения волоконного лазера с внутриволноводной оптомеханической нелинейностью, заключающееся в том, что при совпадении частоты релаксационных колебаний в ВЛ с собственной частотой моды упругих колебаний оптоволоконного микроосциллятора, являющегося составной частью волоконного резонатора ВЛ, в лазере устанавливается режим устойчивых автоколебаний с собственной частотой моды упругих колебаний микроосциллятора, возбуждаемых лазерным излучением.

2. Предложена «гидродинамическая» модель взаимодействия микросветовода с распространяющимся интенсивным излучением, с помощью которой исследована статическая и динамическая неустойчивости оптоволоконных МОМРС на основе микросветоводов. Получены приближенные формулы, описывающие зависимости критической силы Эйлеровой неустойчивости и собственных частот мод поперечных колебаний микросветоводов от мощности излучения, установлена возможность параметрического возбуждения мод изгибных колебаний. Показано, что в консольных микросветоводах с непрерывным излучением возможны автоколебания по второй моде изгибных колебаний.

3. Предложены и исследованы волноводные МОМРС на основе волоконно-оптических SMS-структур (single mode-multi mode-single mode); световодов с микро-(макро) изгибами, туннелированием света; специальных световодов с локализованными модами упругих колебаний, проявляющих «краевой» резонанс.

4. Разработаны физические и математические модели взаимодействия МОМРС с излучением ВЛ, рассматриваемых как распределенные системы. Показана возможность существования регулярных одно - и двухчастотных режимов автоколебаний, хаотизации автоколебаний.

5. Изучены режимы пассивной модуляции добротности и пассивной синхронизации мод ВЛ, осуществляемых с помощью МОМРС. Реализованы автоколебательные режимы в ВЛ-МОМРС в условиях внутреннего комбинационного резонанса, зависящего от собственной частоты МОМРС, частоты межмодовых биений и релаксационных колебаний в ВЛ.

6. Показано, что поляризационная зависимость взаимодействия МОМРС с излучением волоконного лазера в условиях резонанса собственных колебаний МОМРС с биениями поляризационных «супермод», приводит к автоколебаниям направления поляризации лазерного излучения – к чередованию собственных ортогональных состояний поляризации с частотой собственных колебаний микроосциллятора.

7. Установлено, что пассивная модуляция спонтанного времени жизни в активном световоде, обусловленная вариацией граничных условий АС при изгибных колебаниях, возбуждаемых лазерным излучением, приводит к изменению порога возбуждения и параметров автоколебаний в ВЛ-МОМРС.

8. Исследованы особенности динамики ВЛ-МОМРС, обусловленные модуляцией накачки, показано, что в условиях параметрического резонанса возможно избирательное увеличение чувствительности ВЛ-МОМРС к гармонической составляющей вынужденных колебаний микроосциллятора на заданной частоте.

9. Выявлены основные факторы, определяющие флуктуации параметров автоколебаний в ВЛ-МОМРС, получены оценки кратковременной нестабильности частоты; показана возможность создания резонансных ВОД, основанных на термофлуктуационном возбуждении собственных колебаний МОМРС.

10. Предложены: методы возбуждения и регистрации свободных, вынужденных колебаний микроосцилляторов в лазерных системах ВЛ-МОМРС, основанные на инерции активной среды и суперфлуоресцентного излучения в условиях модуляции излучения накачки; способы реализации многоканальных резонансных ВОД на основе ВЛ-МОМРС с частотным разделением измерительных каналов.

Практическая значимость работы

1. Разработаны новые методы управления режимами генерации лазеров, параметрами лазерного излучения; разработана лабораторная технология изготовления оптоволоконных МОМРС на основе SMS-структур и сегментов специальных световодов, позволяющих реализовать предложенные методы.

2. Результаты исследований являются основой для создания нового класса резонансных ВОД физических величин в полностью волоконном исполнении, характеризующихся повышенной помехоустойчивостью и большим динамическим диапазоном измерений. Разработаны численные модели,

позволяющие определить оптимальные конструктивные параметры, необходимые для создания ВОД с прогнозируемыми характеристиками.

3. Предложены и разработаны способы сопряжения кремниевых МОМРС с кварцевыми волоконными световодами, обеспечивающие высокую механическую прочность соединения и эффективную оптическую связь между ними со стабильными характеристиками в широком диапазоне температур ($-100 \div +500^{\circ}\text{C}$).

4. Созданы волоконно-оптические системы контроля напряженно-деформированного состояния элементов конструкций и упругих сред, прошедшие апробацию в промышленности в качестве составной части автоматизированных информационно-измерительных комплексов, осуществляющих мониторинг технического состояния строительных сооружений. Особенности способов измерения и устройств защищены патентами РФ.

ВОД деформаций, разработанные на основе результатов диссертационной работы и функционирующие в составе системы мониторинга инженерных конструкций уникального спортивного комплекса «Уральская Молния» (г. Челябинск), позволили оперативно выявить и количественно оценить перегрузки элементов несущих конструкций под действием **ударной волны от Челябинского метеорита (15.02.2013г.) [27А]**, что имело решающее значение при определении характера и объема ремонтно-восстановительных работ.

Положения, выносимые на защиту

1. Результаты анализа и исследований механизмов лазерного возбуждения упругих колебаний и волн в микрооптомеханических резонансных системах с поляризационно-анизотропными свойствами, позволившие реализовать режим регулярных автоколебаний направления поляризации излучения волоконного лазера с резонансной частотой микроосциллятора.

2. Оптомеханическая нелинейность МОМРС, резонансные частоты которых совпадают с межмодовым интервалом оптического резонатора, позволяет

реализовать пассивную синхронизацию продольных (поляризационных) мод волоконного лазера с микроосциллятором. В пределах области синхронизации период лазерных импульсов зависит как от частоты межмодового интервала, так и собственной частоты микроосциллятора. Возможно переключение режимов пассивной синхронизации мод ВЛ с одним и тем же микроосциллятором за счет реализации резонансных условий с различными модами упругих колебаний путем дискретного изменения всего лишь одного параметра в лазерной системе – длины резонатора.

3. Экспериментальная реализация режима регулярных автоколебаний излучения лазера с собственной частотой микроосциллятора в условиях комбинационного резонанса, когда разность частот межмодовых биений волоконного лазера и собственных частот микроосциллятора кратна частоте релаксационных колебаний ВЛ. Автоколебания имеют место при длинах лазерного резонатора, по крайней мере, до 2,5 км.

4. В волоконных лазерах оптическое возбуждение собственных изгибных колебаний световода, приводящее к модуляции потерь с частотой релаксационных колебаний в ВЛ, приводит к автоколебаниям интенсивности излучения волоконного лазера с собственной частотой изгибных колебаний световода. Пассивная модуляция спонтанного времени жизни в активном световоде (АС), граничащем с отражающей поверхностью, в условиях лазерного возбуждения изгибных волн в АС, существенно определяет условия возбуждения и параметры автоколебаний и может приводить к повышению стабильности частоты автоколебаний.

5. Включение в волоконный лазер в качестве составного зеркала нескольких микроосцилляторов, резонансных с релаксационными колебаниями в ВЛ, приводит к существованию режима двухчастотных автоколебаний с Фурье-спектром интенсивности, содержащим, наряду с парциальными частотами, компоненту с разностной частотой микроосцилляторов. Критическое значение расстройки для режима двухчастотных автоколебаний зависит от соотношения значений парциальных частот в лазерной системе.

6. Критическая сила Эйлеровой неустойчивости и собственные частоты поперечных колебаний микро-(нано)световода зависят от мощности распространяющегося в нем излучения, модуляция которого приводит к параметрическому возбуждению собственных поперечных колебаний микросветовода. В консольном микросветоводе с непрерывным излучением возможны автоколебания по второй (и более высоким модам) собственных изгибных колебаний. В силу безынерционности и универсальности давления света параметрическое возбуждение колебаний не накладывает жестких ограничений на частотный диапазон и оптико-физические свойства материалов микросветоводов.

7. Применение термостабильных микроосцилляторов с механической добротностью $Q \geq 100$ позволяет при нормальных условиях получать автоколебания интенсивности излучения волоконного лазера с кратковременной относительной нестабильностью частоты, не превышающей $2 \cdot 10^{-6}$.

8. Методы и лабораторные технологии формирования оптоволоконных микроосцилляторов на основе специальных световодов и высокоточного измерения параметров модуляции лазерного излучения, основанного на параметрическом усилении сигналов в волоконных лазерах за счет модуляции накачки, позволили создать новые типы резонансных ВОД в полностью волоконном исполнении, основанные на регистрации термофлуктуационных резонансных колебаний микроосцилляторов, что обеспечивает минимальную составляющую погрешности, обусловленную неизохронностью собственных колебаний микроосцилляторов.

9. В лазерных системах ВЛ-МОМРС с инерционной активной средой: $\tau_{sp} \cdot f \gg 1$, параметры свободных и вынужденных колебаний МОМРС, возбуждаемых модулированным излучением накачки, можно определить с помощью суперфлуоресцентного зондирующего излучения, оптическое усиление которого при повторном прохождении через АС повышает точность измерения.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на: 13-ой Международной научной конференции «Математические методы в технике и технологиях», ММТТ-2000, г.Санкт-Петербург, 2000г.; LV - ой научной сессии, посвященной Дню радио, г.Москва, 2000г.; XXVIII и XXIX Международных конференциях «Информационные технологии в науке, образовании, телекоммуникации, бизнесе», IT-SE 2001, IT-SE 2002, Ялта – Гурзуф, 2001, 2002 гг.; LVII Научной сессии, посвященной Дню радио, Москва 2002г.; 17-й Международной научной конференции «Математические методы в технике и технологиях» ММТТ-17, г. Кострома, 1-3 июня 2004г.; Международной научно-технической конференции «Датчики и системы – 2005», г.Пенза, 2005г.; Всероссийских конференциях по волоконной оптике, г.Пермь, 2009, 2011, 2013, 2015гг.; IV, V, VI, VII Российских семинарах по волоконным лазерам, г.Ульяновск, 2010г.; г.Новосибирск 2012, 2014, 2016гг.; Международной конференции «Радиоэлектронные устройства и системы для инфокоммуникационных технологий» (REDS – 2016), г.Москва, 2016г.; Международной конференции «Фотоника и информационная оптика», г.Москва, НИЯУ МИФИ, 2017г.

Достоверность результатов диссертации обеспечена повторяемостью экспериментальных данных, полученных в различных сериях измерений и согласием результатов экспериментов, выполненных по различным методикам с использованием современных высокоточных измерительных средств; согласием результатов экспериментальных и теоретических исследований, полученных с использованием адекватных моделей и апробированных методов расчета; непротиворечивостью известным научным положениям и фактам; подтверждением опубликованными данными других авторов (в тех случаях, когда сравнение оказывается возможным); обсуждением результатов исследования на ряде международных и всероссийских научных конференций, публикациями в рецензируемых научных изданиях.

Личный вклад автора

Представленные в диссертации результаты получены лично автором или при его определяющем участии в выборе направления исследований, постановке задачи, обсуждении результатов.

Вклад автора в основные результаты работы: исследование динамики волоконных лазеров с микроосцилляторами в условиях поляризационно анизотропных резонаторов; флуктуационных колебаний в лазерных системах ВЛ-МОМРС проводились автором лично. Проектирование и создание экспериментальных установок и стендов; анализ структуры и конструкции, расчеты и определение оптимальных параметров кремниевых (микрооптических) МОМРС выполнены совместно с В.Т. Потаповым и В.Д.Бурковым; разработка МОМРС на основе оптоволоконных SMS-структур и сегментов специальных световодов, разработка технологии сопряжения кремниевых МОМРС с кварцевым световодом осуществлена автором лично. Разработка теоретических моделей и анализ экспериментальных результатов выполнены совместно с В.Т. Потаповым. Автор имеет основной вклад в постановку задачи, проведение экспериментов и анализ результатов исследований автоколебаний в волоконных лазерах в режиме пассивной синхронизации мод. Исследования в условиях комбинационного резонанса выполнены совместно с сотрудниками НЦВО РАН М.А. Мелькумовым и А.В. Шубиным. Численное моделирование автоколебаний выполнено совместно с Т.В. Потаповым, А.А.Макеевым и В.В. Никитиным (Физический Факультет МГУ им. М.В.Ломоносова), анализ расчетных данных, сравнение с экспериментом выполнены под общим руководством автора. В коллективных публикациях автору принадлежат изложенные в настоящей диссертации результаты.

Исследования по теме «Автогенераторные микрорезонаторные волоконно-оптические датчики физических величин», выполненные с участием соискателя, отмечены дипломом и золотой медалью 50-го Всемирного салона

изобретений, научных исследований и промышленных инноваций «Брюссель – ЭВРИКА –2001» (Приложение G).

Публикации.

По материалам диссертации опубликованы 55 научных работ: **30 научных статей, опубликованных в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК РФ: 1-«Laser Physics»; 1-«Квантовая электроника»; 10-«Письма в ЖТФ»; 3-«Журнал Технической Физики»; 4-«Радиотехника и Электроника»; 1-«Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия»; 2-«Датчики и Системы»; 1-«Микроэлектроника»; 2-«Радиотехника»; 2-«Лазерная медицина»; 1-«Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика»; 1-«Территория НЕФТЕГАЗ»; 1-«Монтажные и специальные работы в строительстве».**

Из них 21 входят в перечень SCOPUS: 1-«Laser Physics»; 1-«Quantum Electronics»; 10-«Technical Physics Letters»; 3-«Technical Physics»; 4-«Journal of Communications Technology and Electronics»; 1-«Moscow University Physics Bulletin»; 1-«Russian Microelectronics». 7 патентов РФ на изобретение;

18 статей в трудах международных, всесоюзных и всероссийских конференций. Объем опубликованных по теме диссертации научных работ в журналах, рекомендованных ВАК РФ – 156 мп.страниц, общий объем опубликованных работ – 272 мп. страницы.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы; содержит 335 страниц основного текста, 91 рисунок, 7 таблиц, список сокращений, 8 приложений. Список литературы содержит 355 ссылок.

ГЛАВА 1. МОДЕЛИ ЛАЗЕРОВ С МИКРООПТОМЕХАНИЧЕСКИМИ РЕЗОНАНСНЫМИ СИСТЕМАМИ (МОМРС)

1.1. Сведения общего характера о свойствах и методах создания МОМРС (микроосцилляторов)

За последние два десятилетия достигнут существенный прогресс в области технологий мехатроники, волоконной и интегральной оптики, открывающих возможности для создания нового класса многофункциональных устройств на основе микрооптомеханических систем, совмещающих в себе функции оптических и механических устройств, сенсорных элементов датчиков, в которых управление характеристиками оптического излучения осуществляется исключительно оптическими методами [54]. В отличие от известных и широко применяемых устройств на основе Микро-Электро-Механических Систем (MEMS), в данном случае управление осуществляется бесконтактным методом и без использования каких-либо электрических цепей, сигналов, что существенно расширяет функциональные возможности МОМРС и области их применений.

С позиций теории упругости микрооптомеханические резонансные системы представляют собой (как и любые физические тела) распределенные колебательные системы, обладающие большим набором мод собственных упругих (акустомеханических) колебаний, характеризующихся широким спектром собственных частот, декрементов затухания (добротностей) и форм собственных колебаний, которые могут возбуждаться за счет энергии лазерного излучения. Характеристики лазерного излучения, взаимодействующего с МОМРС, могут модулироваться вследствие микроперемещений (колебаний) и деформаций МОМРС; изменения компонент комплексного тензора диэлектрической проницаемости материала из-за механических напряжений в материале (фотоупругости), вызванных оптомеханическими силами, возникающими вследствие пондеромоторных или параметрических эффектов в поле световой волны [55]. В свою очередь, микроперемещения, изменения

геометрических размеров и форм колебательного элемента (КЭ) МОМРС; модуляция тензора диэлектрической проницаемости, приводят к модуляции пространственно-угловых параметров излучения; доплеровскому смещению частоты света; к деформационному сдвигу края спектра поглощения материала и др., проявляющихся в изменении отражательно-пропускательной способности МОМРС, частоты отраженного света, поляризационных и пространственных параметров излучения. Глубина модуляции указанных параметров вблизи собственных частот МОМРС имеет резонансный характер, который может существенно усложниться из-за наложения оптической нелинейности самого материала. Благодаря высокой механической добротности МОМРС резонансное усиление индекса модуляции параметров излучения открывает уникальные возможности в области экспериментальных исследований как в физике [56], так и в других областях [57].

В силу универсальности пондеромоторных и параметрических эффектов ОМВ проявляются независимо от типа и структуры вещества (диэлектрик, металл, полупроводник; кристаллическое, аморфное), что открывает возможности для создания МОМРС как из типичных, так и искусственных («синтезируемых») материалов, существенно расширяющих свойства и условия функционирования МОМРС, в частности, возможно создание микроосцилляторов из таких уникальных материалов как карбид кремния (SiC), алмаз (C), обеспечивающих функционирование в крайне жестких условиях [51].

Микроосцилляторы могут быть реализованы как в виде сосредоточенных (дискретных) элементов, в которых оптическое излучение взаимодействует лишь с локальной (ограниченной) областью МОМРС, так и в виде протяженной (распределенной) системы, например, в виде микроструктурированного волновода [58] с собственными частотами, достигающими 2 ГГц. С помощью МОМРС осуществляется модуляция ряда характеристик световой волны (амплитуды, частоты, фазы, состояния поляризации, направления волнового вектора), при этом некоторые из них могут модулироваться одновременно, что иллюстрирует рис.1.1, где модуляция осуществляется с помощью простейшего

типа МОМРС с колебательным элементом (КЭ) в виде микробалки с закрепленными концами (микромостик). При этом возможности селективного или одновременного возбуждения различных мод колебаний (КЭ), разнообразие их форм и нелинейное взаимодействие мод [59,60] существенно расширяют спектр возможностей для модуляции характеристик излучения.

Наряду с частотой, добротностью, формой мод собственных колебаний важными характеристиками МОМРС являются: эффективность оптического (лазерного) возбуждения акустомеханических колебаний; оптические, термомеханические и нелинейные свойства микроосцилляторов, которые могут варьироваться в широких пределах за счет выбора материала, топологии и размеров МОМРС. В настоящей работе в экспериментах использованы разные типы МОМРС (табл.1.1), при этом основная часть измерений выполнена с помощью кремниевых микрообъемных МОМРС и волноводных микроосцилляторов на основе волоконных световодов, конструктивной основой для разработки которых служат, соответственно, кремниевые планарные эпитаксиальные структуры и специальные световоды (СС). Необходимая пространственная топология МОМРС достигается с помощью плазмо - химического, высокочастотного ионно-лучевого и других методов травления материала через соответствующую защитную маску, сформированную, например, с помощью фотолитографии. Одним из основных методов создания полупроводниковых МОМРС является метод анизотропного травления, именно с его помощью создана основная часть МОМРС, использованных в настоящей работе. В основе этого метода лежит зависимость скорости травления поверхности кристалла от кристаллографической ориентации поверхности, например, в случае традиционного травящего состава ЭДР (этилендиамин, пирокатехин, вода) при температуре 115°C скорость травления кристаллографической плоскости (001) кремния составляет 1,25 мкм/мин, в то время как для плоскости (111) скорость травления в 35 раз меньше. Важным моментом является также существенное различие скоростей травления чистого и легированного кремния, так, при травлении указанным

составом кремния, легированного бором с концентрацией $n_B \geq 7 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$, скорость травления уменьшается более чем в 100 раз.

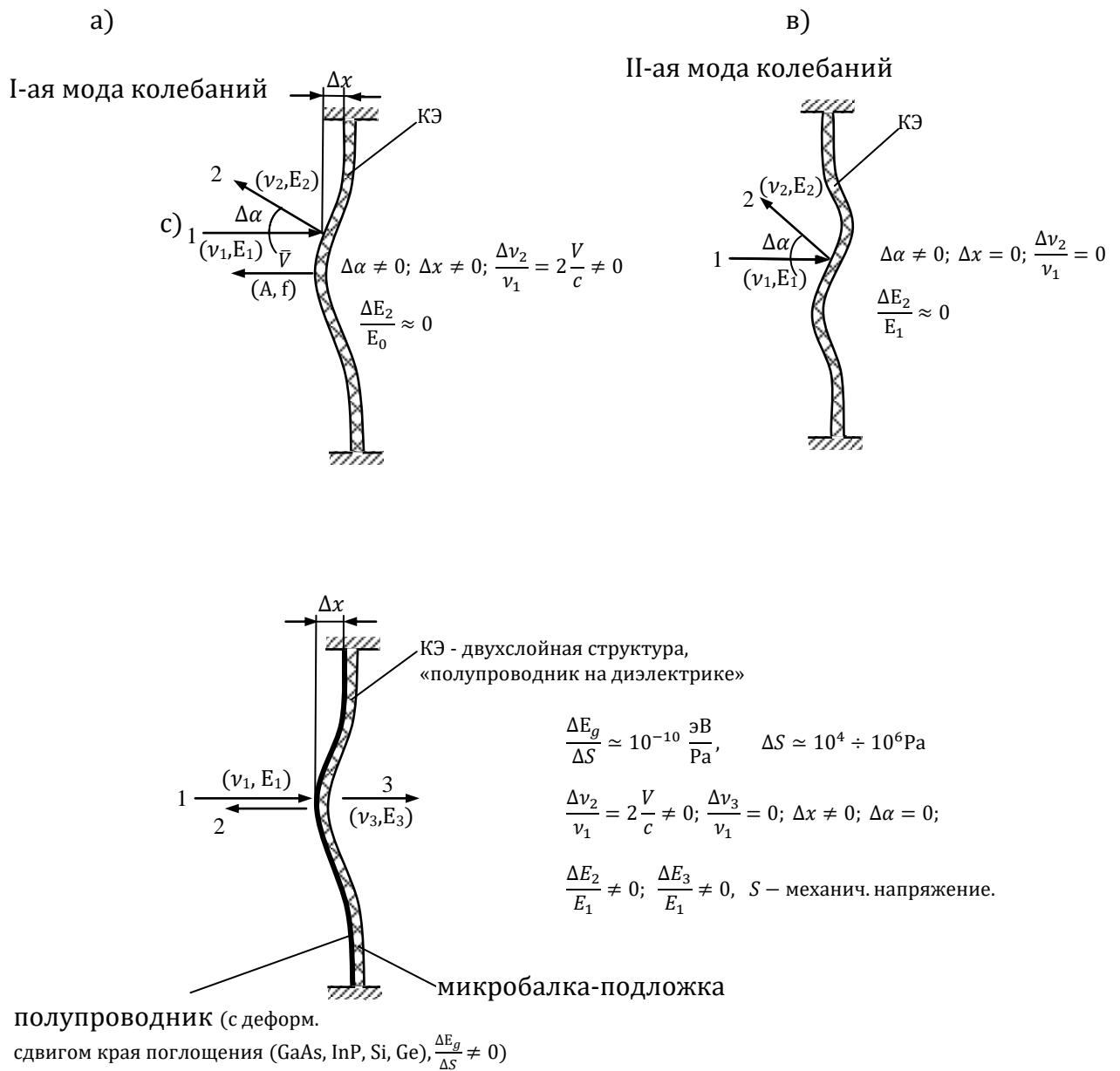


Рис.1.1. Взаимодействие монохроматического излучения с КЭ. (v_i, E_i - частота, амплитуда падающего, отраженного, проходящего света ($i=1,2,3$), ($\Delta x, \bar{V}$ - смещение, скорость КЭ).

Сочетание указанных особенностей с фотолитографическими методами формирования окон травления, которые реализуются в виде многослойных тонкопленочных масок, позволяет создавать МОМРС с заданной топологией и высокоточными геометрическими размерами.

Исходным материалом при изготовлении кремниевых МОМРС служили пластины из чистого монокристаллического кремния (удельное сопротивление $5 \div 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) с кристаллографической ориентацией в плоскости пластины (001) и ориентацией базового среза в направлении (011), на которую наращивается эпитаксиальный, сильнолегированный бором слой (p^+) определенной толщины. С помощью данного метода изготовлены МОМРС с различной топологией, (некоторые из них показаны на рис.2.8. и в Прил.). Для создания более сложных МОМРС, например, микромостика, расположенного на мембране (Прил.5), применяются исходные кремневые пластины, состоящие из чередующихся эпитаксиальных слоев различной толщины и с разной степенью легирования. Необходимые оптические характеристики МОМРС (коэффициенты отражения – R, пропускания – П, поглощения – А ($A=1-R-P$)) достигаются путем нанесения на МОМРС (на поверхность КЭ) тонкопленочной структуры с необходимыми оптическими свойствами (металлы, диэлектрики, многослойные интерференционные покрытия). Основные физико - технологические аспекты изготовления подобных структур изложены, например, в монографии [61].

Волноводные (распределенные) МОМРС (некоторые типы представлены на рис.2.7. и в Гл.4) созданы из специальных кварцевых световодов с помощью методов, широко применяемых в волоконной оптике: вытяжка пассивных и активных световодов с заданными размерами и профилем показателя преломления (ППП); химическое травление; формирование адиабатических и других видов «перетяжек» с микронными размерами; механическая обработка (шлифовка, полировка, резка); соединение (сварное, разъемное) световодов различных типов; нанесение на рабочие поверхности световодов тонких пленок различных материалов и других технологических приемов.

Лазерное возбуждение акустомеханических колебаний волноводных МОМРС осуществляется, в основном, за счет: фототермического эффекта; давления света; оптической «градиентной» силы; электрострикции в электрическом поле световой волны. В условиях возбуждения упругих волн и колебаний в волноводных МОМРС наряду с механизмами модуляции

излучения, отмеченными выше, основную роль могут играть и другие механизмы, характерные именно для волноводов, обусловленные, в частности: оптическим туннелированием; потерями на микро- и макроизгибах; взаимной перекачкой оптической мощности из «рабочих» мод в моды излучения и ее утечкой в среду.

Особо отметим, что модернизация метода электро-дугового нагрева и плавления диэлектрических материалов с целью повышения локальности зон нагрева и улучшения контроля процесса разогрева с помощью «микродуги» позволили нам создавать, во-первых, кремниевые МОМРС простейших типов в виде микропластин (микродисков); шарообразных микрочастиц, а также полусферических оболочек из окси-нитридов кремния (SiO_xN_y), сформированных непосредственно на торцах кварцевых световодов с широким спектром колебаний (толщины, формы); во-вторых, волноводные МОМРС на основе специальных (SMS)-структур, в которых роль КЭ играет многомодовый сегмент SMS-структуры из полупроводникового (кремниевого) микросветовода, осуществляющего оптическую связь между двумя одномодовыми кварцевыми световодами (Гл.4). При этом формирование («вытяжка») кремниевого микросветовода (длина $0,5 \div 5$ мм, диаметр $10 \div 100$ мкм) и сварное соединение его с кварцевыми световодами осуществляется путем локального разогрева в плазме электрического мини-дугового разряда, обеспечивающего высокую механическую прочность соединения, стабильность свойств и эффективность оптической связи между световодами. Такие волноводные МОМРС могут служить основой для создания функциональных элементов фотоники и сенсорных элементов ВОД с уникальными свойствами.

1.2. Физические механизмы лазерного возбуждения упругих колебаний и волн в МОМРС

Лазерное возбуждение упругих волн и колебаний в МОМРС может осуществляться благодаря целому ряду механизмов преобразования энергии излучения в механическое движение и деформацию колебательного элемента

МОМРС, которые могут быть обусловлены либо непосредственным механическим (пондеромоторным) действием электромагнитного поля излучения на среду [62], либо же различными параметрическими эффектами [62-65], приводящими к модуляции термодинамических, упруго-механических, или геометрических параметров МОМРС (например, фотопьезоэлектрический, фототермический, радиометрический, электрострикция в электрическом в поле световой волны, фотогенерация свободных носителей и др.). В первом случае в результате взаимодействия излучения со средой происходит передача импульса (количества движения) и/или момента импульса (углового момента) непосредственно от излучения к среде, при этом в силу векторного характера указанных величин механическое воздействие на МОМРС оказывается не только при модуляции интенсивности, но также при изменении направления распространения и трансформации состояния поляризации светового пучка (эффект Садовского) [62,66]. При этом важно подчеркнуть, что указанное действие не связано с поглощением излучения и может иметь место как в диэлектрических (прозрачных), так и в проводящих (поглощающих) средах. Многие параметрические эффекты, напротив, возникают именно вследствие поглощения оптического излучения, (фототермический, фотострикция, фотопьезоэлектрический и др. эффекты) [67-69], что налагает определенные ограничения на характеристики как излучения, так и материала МОМРС.

В последние годы эти явления были вновь рассмотрены в свете новых достижений в области фотоники и микро-(нано)систем, манипулирования движением микрообъектов, появились работы как концептуального характера, в которых развиты общие подходы к определению и классификации оптических сил [70-72], так и направленных на развитие методов расчета и исследование проявлений оптических сил [73,74], создание конкретных систем и устройств, основанных на действии указанных сил [53,75,76]. В данном разделе кратко рассмотрены основные физические механизмы лазерно-оптического возбуждения колебаний МОМРС в условиях, когда действие излучения не приводит к существенным изменениям физических свойств

вещества, его агрегатного состояния, что позволяет применять для описания фотоиндуцированных процессов в среде теорию возмущений с соответствующими линеаризованными уравнениями. При этом за рамками рассмотрения остается ряд методов генерации звука, связанных, в частности, с фазовыми переходами (плавлением, испарением), оптическим пробоем, филаментацией пучка и другими сложными динамическими процессами, происходящими при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом [77], которые могут приводить к необратимым изменениям в среде.

Давление света является одним из универсальных проявлений взаимодействия оптического излучения с веществом, которое при определенных условиях может играть определяющую роль при возбуждении акустомеханических колебаний ММРС. Отметим, что давление света может играть важную роль в решении не только научно-технических задач, но и масштабных, цивилизационного характера проблем [78]. Как известно, точный расчет механических сил, действующих на тела, находящиеся в электромагнитном поле (в частности, в поле оптического излучения), осуществляется с помощью тензора Максвелловских натяжений (тензора энергии – импульса) [79] и в общем случае представляет собой весьма сложную задачу. Однако с учетом того, что геометрические размеры колебательного элемента, непосредственно взаимодействующего с оптическим излучением, как правило, значительно превышают длину волны света (по крайней мере, в несколько раз), то в большинстве случаев сила давления света, действующая на КЭ, может быть определена в рамках приближения геометрической оптики.

Схема взаимодействия фрагмента КЭ с излучением в условиях наклонного падения пучка с интенсивностью I_1 показана на рис.1.2. В общем случае имеет место: отражение, прохождение и поглощение излучения с соответствующими

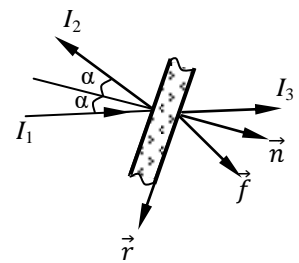


Рис.1.2. Схема взаимодействия фрагмента КЭ с излучением. (\vec{n} , \vec{r} – единичные векторы нормали и касательной к поверхности фрагмента)

коэффициентами: $R = I_2/I_1$; $T = I_3/I_1$; $A = 1 - R - T$, которые зависят от оптических показателей материала (n, k ; $N = n - i \cdot k$ – комплексный показатель преломления), угла падения (α) и состояния поляризации падающего излучения ($I_{2,3}$ – соответственно интенсивности отраженного и проходящего излучения). В указанных условиях нормальная (\vec{f}_n) и тангенциальная (\vec{f}_r) компоненты поверхностной плотности силы давления света (\vec{f}), действующей на рассматриваемый фрагмент КЭ составляют [62]:

$$f_n \approx (1 + R - T) \cdot \frac{I_1 \cdot \cos^2 \alpha}{c} \quad (1.1)$$

$$f_r \approx (R + T - 1) \cdot \frac{I_1 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha}{c} \quad (1.2)$$

При известных функциях распределения интенсивности падающего пучка $I_1(s)$ и угла наклона $\alpha(s)$ вдоль участков КЭ, задаваемых координатой (s), формулы (1.1) и (1.2) позволяют определить распределение поверхностной плотности силы давления света $\vec{f}(s)$, действующей на колебательный элемент, и, тем самым, установить динамику движения и деформации КЭ.

Крутящий момент пондеромоторных сил. При падении поляризованного излучения на оптически анизотропные (двулучепреломляющие) вещества в условиях трансформации состояния поляризации излучения возникает механический момент вращения, т.е. свет может оказывать не только давление, но и вращать или ориентировать объекты [62,73]. При этом можно выделить три основных способа вращения тел: 1) за счет спинового углового момента (момента импульса), который существует у полей с плоской и круговой поляризацией. В этом случае вращающий момент в прозрачных средах возникает только при наличии двулучепреломления в среде, например, в пластинах из исландского шпата, ниобата лития, кварца и др., что накладывает некоторые ограничения на материал МОМРС; 2) за счет орбитального углового момента излучения, возникающего из-за винтовой (спиральной) формы фронта волны, например, пучки Гаусса-Лагерра и Бесселя высших порядков; 3)

передача углового момента излучения за счет поглощения света. Крутящий момент, действующий на элемент вещества в электромагнитном поле, вообще говоря, зависит от анизотропии как электрических, так и магнитных свойств среды, однако в области оптических частот намагниченностью вещества, как правило, можно пренебречь ($\mu \approx 1$). В этом случае формулы для определения компонент объемной плотности крутящего момента имеют вид [62]:

$$M_x = (\varepsilon_y - \varepsilon_z) E_y \cdot E_z \quad (1.3)$$

$$M_y = (\varepsilon_z - \varepsilon_x) E_z \cdot E_x \quad (1.4)$$

$$M_z = (\varepsilon_x - \varepsilon_y) E_x \cdot E_y, \quad (1.5)$$

где $\varepsilon_{x,y,z}$ - диэлектрические проницаемости анизотропного тела по главным осям, $E_{x,y,z}$ - соответствующие компоненты напряженности электрического поля в веществе. Анализ формул (1.3÷1.5) показывает, что анизотропное тело, помещенное в поле, стремится расположиться (ориентироваться) в этом поле так, чтобы направление наибольшей диэлектрической проницаемости совпадало с касательной к силовой линии электрического поля.

Поверхностная плотность момента вращения m_z , возникающая в двулучепреломляющей пластине, расположенной параллельно плоскости XOY в поле плоскополяризованной волны, распространяющейся в направлении оси z с компонентами электрического поля:

$$E_{x,y} = E_0 \cdot \sin \left(\omega t - \frac{2\pi n_{x,y} z}{\lambda_0} \right) \quad (1.6)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ - круговая частота лазерного излучения, $\lambda_0 = c/\nu$ - длина волны света в вакууме, $n_{x,y} = \sqrt{\varepsilon_{x,y}}$ - показатели преломления анизотропной среды; определяется выражением:

$$m_z = I \cdot (n_x + n_y) \cdot \lambda \cdot \sin \left(\frac{2\pi h}{\lambda} (n_x - n_y) \right) \quad (1.7)$$

где $I = \frac{c \cdot n \cdot E^2}{4\pi}$ - интенсивность излучения. Величина момента изменяется с изменением толщины пластины по синусоидальному закону, что дает

возможность ограничиться в экспериментах достаточно тонкими пластинами с толщиной, не превышающей:

$$h_{\text{опт.}} \approx \frac{\lambda}{4(n_x - n_y)}. \quad (1.8)$$

В частности, для испанского шпата ($n_x \approx 1,65$; $n_y \approx 1,49$) при $\lambda = 1 \mu\text{m}$, $h_{\text{опт.}} \approx 1,6 \mu\text{m}$! В соответствии с (1.7) распределение интенсивности излучения $I(s)$ позволяет определить распределение крутящего момента $m_z(s)$ вдоль колебательного элемента и, соответственно, динамику движения КЭ.

Поляризованное по кругу излучение с частотой ω и интенсивностью I , падающее на изотропную поглощающую пластину с толщиной h , создает крутящий момент с поверхностной плотностью m_z [62]:

$$m_z = \frac{I}{\omega} \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot h)) \quad (1.9)$$

где $\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}$ – коэффициент поглощения.

Крутящий момент (рис.1.3) стремится повернуть пластину в сторону вращения электромагнитных векторов падающей волны. Примечательно, что при этом каких-либо дополнительных ограничений на свойства материала не накладываеся.

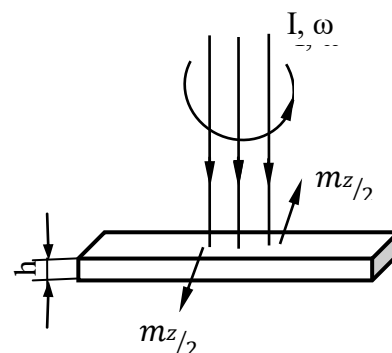


Рис.1.3. Схема действия крутящего момента на фрагмент КЭ в поле излучения

В магнитных материалах достаточно эффективна передача углового момента от лазерных импульсов с круговой поляризацией спиновой подсистеме, приводящая к нетепловым механизмам возбуждения магнитоупругих волн и сильных импульсных магнитных полей в прозрачных магнитных диэлектриках [80,81].

Можно показать [79], что в случае пространственно неоднородных сред и полей пондеромоторное действие можно представить в виде суммы трех слагаемых: силы давления света, рассмотренной выше, и составляющих, обусловленных эффектом электрострикции и пространственной

неоднородностью поля (интенсивности) - «градиентной» силы [70], которые в протяженных системах - волноводных МОМРС, могут играть определяющую роль в силу эффекта интегрального действия на волновод (МОМРС).

Оптическая «градиентная» сила.

Явление «градиентного» взаимодействия лазерного излучения с веществом впервые рассмотрено в работе [82], оно заключается в том, что в неоднородном поле лазерного излучения возникает действующая на элемент среды (микрочастицу)

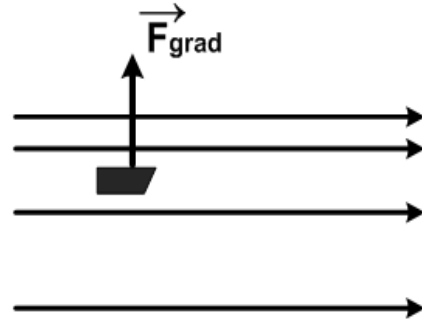


Рис. 1.4. Схема действия оптической «градиентной» силы в неоднородном пучке.

градиентная сила $\vec{F}_{grad.}$ (рис.1.4), обусловленная потенциальной энергией U дипольного взаимодействия электрической составляющей световой волны \vec{E} и наведенного динамического дипольного момента частицы \vec{P} [83]:

$$\vec{F}_{grad.} = gradU(\vec{R}), \tag{1.10}$$

где $U = (\vec{P}, \vec{E})$ – потенциальная энергия, усредненная за период световых колебаний, \vec{R} – координата центра масс микрочастицы, её дипольный момент определяется поляризуемостью вещества α , объемом V частицы и величиной поляризующего поля E ($P = \alpha \cdot V \cdot E$). В случае существенно неоднородного поля (интенсивности света) дипольный момент частицы зависит от ее формы и размера, при этом энергия дипольного взаимодействия определяется путем интегрирования по объему конкретной формы микробъекта:

$$U(\vec{R}) = \int \alpha(\vec{R} + \vec{r}) \cdot E^2(\vec{R} + \vec{r}) dV, \tag{1.11}$$

где \vec{r} - радиус вектор элемента микробъекта относительно центра масс.

«Градиентные» силы в частных случаях:

- 1) частица в поле однородной световой волны, $(I = \frac{c \cdot E^2}{4\pi} = const)$, $\vec{F}_{grad.} = \vec{0}$;
- 2) частица в световом поле с поперечным градиентом интенсивности $\frac{\Delta I}{\Delta R_{\perp}}$:

$$\vec{F}_{grad.} = \frac{6\pi}{c} \cdot \frac{(n^2-1) \cdot V}{(n^2+2)} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta R_{\perp}} \quad (1.12)$$

где $n = n_p/n_m$ – относительный показатель преломления частицы ($n_{p,m}$ – показатели преломления частицы и окружающей среды);

3) микроволновод с излучением, расположенный (подвешенный) над плоской поверхностью толстой диэлектрической подложки (на расстоянии z) [84]:

$$f_{\perp} = \frac{\Delta F_{grad}}{\Delta l} = \frac{n}{n_{eff}} \cdot \frac{\partial n_{eff}}{\partial z} \cdot \frac{P}{c} \quad (1.13)$$

где f_{\perp} – погонная «градиентная» сила, перпендикулярная оси волновода (с мощностью излучения P); $n_{eff} = n_0 + n_1 \cdot \exp(-\delta \cdot z)$ – эффективный показатель преломления волновода с учетом влияния подложки, n_0, n_1, δ – геометрооптические параметры волноводной структуры. В зависимости от параметров структуры, погонная градиентная сила достигает $\frac{f_{\perp}}{P} \simeq 10^{-12}$ – $10^{-10} \frac{H}{\mu m \cdot mBt}$ так, что при мощности излучения в волноводе $P = 1$ мВт, участок микроволновода с длиной, например, $l = 1$ мм испытывает поперечную силу $F_{\perp} \simeq 10^{-9} - 10^{-7} H$. Для сравнения – в поле Земного тяготения вес участка (Si)-микроволновода с размерами $1000 \times 4 \times 1 \mu m^3$ составляет $mg \simeq 0,01 nH$, что в тысячу раз! слабее оптической «градиентной» силы.

Электрострикционные силы. Явление электрострикции заключается в деформации упругого тела под действием электрического поля, имеющее место (что весьма существенно) у всех диэлектриков вне зависимости от их структуры и симметрии (в отличие от эффектов, линейных по амплитуде электромагнитной волны – например, пьезоэлектрического эффекта). При этом в различных материалах электрострикция может иметь как положительный, так и отрицательный знак, т.е. размеры тела при помещении в поле излучения увеличиваются или уменьшаются. Объемная плотность распределения электрострикционных сил $\vec{f}_{стр.}$ в деформирующемся объекте, находящемся в поле оптического излучения, может быть определена с разной точностью [85,86]. Для оценок вполне достаточно гидродинамического приближения:

$$\vec{f}_{\text{стр.}} = \frac{\rho}{8\pi} \left(\frac{\partial n^2}{\partial \rho} \right) \text{grad} E^2 = \frac{\Gamma_c}{c} \text{grad} I(r, t), \quad (1.14)$$

где ρ, n – соответственно плотность и показатель преломления среды, $\Gamma_c = \rho \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right) = \frac{1}{3} (n^2 - 1) \cdot (n^2 + 2)$ – константа оптико-акустической связи.

Например, для плавленого кварца (SiO_2) и кремния (Si) соответственно $\Gamma_c \approx 1,7; 7,2$; $I(\vec{r}, t)$ – интенсивность света в среде $\left(I = \frac{c \cdot n \cdot E^2}{4\pi} \right)$. Для количественных расчетов используется более точное приближение, учитывающее вращение и деформации сдвига в упругой среде [85]:

$$\vec{f}_{\text{стр.}} = \frac{1}{8\pi} [a_1 \cdot (\vec{E} \cdot \text{grad}) \vec{E} + a_2 \text{grad}(E^2)], \quad (1.15)$$

$$a_1 = n^2 (P_{11} - P_{12}), \quad a_2 = n^4 \cdot P_{12}, \quad (1.16)$$

где P_{11}, P_{12} - упругооптические постоянные среды, которые, например, для кварцевого стекла (SiO_2) и кремния

(Si) составляют соответственно

(0,121; 0,270) и (-0,9; 0,017) [87].

Электрострикционные силы являются практически безынер-

ционными и не связаны с поглощением излучения. Особенно эффективными они могут оказаться при возбуждении изгибных волн (колебаний) в составных волноводных МОМРС, представляющих собой асимметричную слоистую структуру из прозрачных материалов с существенно различными электрострикционными свойствами, например, из пленок SiO_2 и TiO_2 .

Фототермическое возбуждение обусловлено пространственно-временной модуляцией одного из основных термодинамических параметров МОМРС – температуры, возникающей вследствие поглощения нестационарного, неоднородного пучка лазерного излучения. При этом, благодаря тепловому расширению материала, термоволновые процессы приводят к возбуждению в КЭ переменных термодформаций и, как следствие, к распространению упругих волн и колебаний в МОМРС (рис.1.6). Эффективность фототермического механизма определяется целым комплексом факторов:

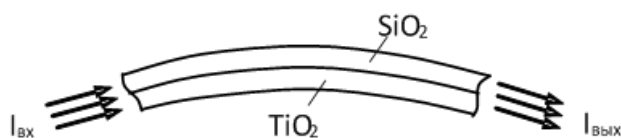


Рис. 1.5. Деформация - электрострикционный изгиб двухслойного микроволновода.

термооптическими свойствами материала МОМРС и теплофизическими процессами в микроосцилляторе и окружающей среде; термоупругими и акустомеханическими свойствами материала МОМРС и окружающей среды (посредством граничных условий); топологией и геометрическими размерами системы, при этом особо важную роль играют такие параметры, как коэффициент поглощения света $\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}$, коэффициенты тепло- и температуропроводности (κ ; χ), теплового расширения (β) и модуля Юнга (E), Пуассона (μ); фазовой скорости и длины затухания температурной (δ_T) и акустической волн и т.д. [67,69,88]. Это существенно усложняет задачу определения фототермических сил $\vec{f}_{\text{фТ}}$ и моментов сил $\vec{M}_{\text{фТ}}$, действующих на МОМРС, теоретической основой для решения которой являются методы расчета нестационарных термоупругих деформаций, обусловленных действием лазерного излучения в твердотельных объектах, которые в последние годы получили существенное развитие в работах [89-91]. Для простых типов МОМРС с колебательными элементами в виде одномерных и двумерных структур (микробалок, микропластин) со стандартными граничными условиями разработан ряд приближенных методов расчета фототермических сил и эффективности преобразования энергии излучения в механические колебания, которая, как правило, не превышает 0,1% [13,92-96]. Поэтому основная часть поглощенной оптической мощности расходуется на нагрев МОМРС, который приводит к дополнительным особенностям в динамике МОМРС, в частности, к возможности возбуждения автоколебаний [3,13] или же к «негативному» эффекту, вызывающему температурный дрейф параметров МОМРС.

Рис.1.6 иллюстрирует действие фототермического механизма на примере возбуждения поперечных колебаний микроосцилляторов в виде однородной (составной) микробалки с заделанными концами (микромостик). Вследствие поглощения модулированного света (с частотой модуляции ω) в микробалке возбуждается неоднородная температурная волна, которая приводит к возникновению асимметричного по толщине переменного температурного

распределения, которое, в свою очередь, из-за термического расширения приводит к возбуждению изгибных колебаний: $y(x, t) = A \cdot \varphi(x) \cdot \cos(\omega t + \varphi)$, где $\varphi(x)$ – форма колебаний. В условиях, когда размеры освещаемого участка существенно превышают толщину микробалки, амплитуда колебаний её центра в случаях однородной ($h_f = 0$) и составной (двухслойной) микробалок составляют соответственно (для основной моды колебаний) [13,92].

$$A = P_0 \cdot Q \left(\beta / C_0 \rho s \right) \left(l^3 / b h^3 \right) \cdot z' \left(h / \delta_T \right) \quad (1.17)$$

$$A = 0,042 \cdot P_0 \cdot Q \cdot \frac{h_f}{h_s} \cdot \frac{E_f}{E_s} \cdot \frac{(\beta_f - \beta_s)}{C_0 \cdot \rho \cdot s} \quad (1.18)$$

где E_i, β_i, h_i – соответственно модуль Юнга, коэффициент теплового расширения, толщина микробалки (или слоев); мощность падающего модулированного излучения $P(t) = \frac{1}{2} P_0 \cdot (1 + \cos \omega t)$. Из (1.17; 1.18) видно,

что важной характеристикой материала МОМРС является параметр: $\kappa = \frac{\beta}{\rho \cdot C_0 \cdot \delta}$;

$Z' \left(h / \delta_T \right)$ – монотонно возрастающая функция нормированной толщины, h / δ_T ,

которая при $h / \delta_T \gg 1$, выходит на насыщение ($\delta_T = \left(\frac{2\kappa}{\omega} \right)^{1/2}$ – длина затухания

температурной волны). В формуле (1.18) предполагается, что: $h_f \cdot E_f \ll h_s \cdot E_s$; $h_s \ll \delta_T$, которые в экспериментах выполняются с большим запасом.

В случае произвольной временной модуляции интенсивности возбуждающего излучения $I(t)$, эффективная фототермическая сила $\vec{F}_{\text{фТ}}(t)$ определяется приближенной формулой [97]:

$$F_{\text{фТ}}(t) = \frac{\gamma}{\tau_{th}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} (\theta(t - \tau)) \exp \left(-\frac{t-\tau}{\tau_{th}} \right) \cdot A_{\text{п}} \cdot I(\tau) d\tau \quad (1.19)$$

где τ_{th} - время тепловой релаксации; $\theta(t)$ – функция Хевисайда; коэффициент γ зависит от распределения интенсивности вдоль поверхности МОРС с коэффициентом поглощения (A_{Π}).

Рассмотренные выше механизмы не критичны к наличию жидкой или газообразной прозрачной среды, окружающей МОРС (в частности, могут действовать в вакууме).

Радиометрический эффект заключается в возникновении силы \vec{F}_{rad} , действующей на объект (КЭ), находящийся в окружающем газе, в условиях неравномерного нагрева поверхности КЭ оптическим (лазерным) излучением. Напомним, что именно радиометрический эффект был основным мешающим фактором в экспериментах по обнаружению

силы давления света [62]. Наличие окружающей среды является одним из необходимых условий существования \vec{F}_{rad} . Механизм возникновения радиометрической силы поясняет рис.1,7, иллюстрирующий взаимодействие участка КЭ, поглощающего свет, с молекулами газа.

Предполагается, что лазерное излучение полностью поглощается вблизи верхней поверхности участка КЭ, что приводит к неравномерному нагреву участка по толщине – верхняя плоскость, на которую падает свет, нагревается сильнее, чем нижняя $T_B > T_H$. Молекулы газа, находящиеся у верхней плоскости (1,2), ударяясь о нее, приобретают избышек энергии и удаляются (1', 2') с большим импульсом, чем приближаются. Их

модулированное лазерное излучение

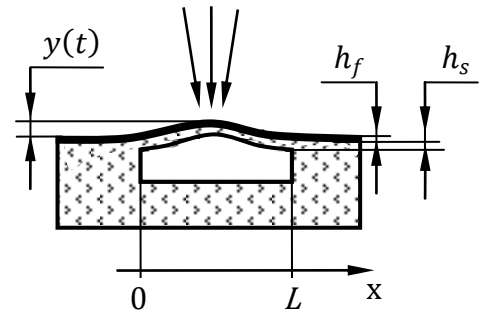


Рис.1.6 Схема фототермического возбуждения МОРС.

Лазерное излучение

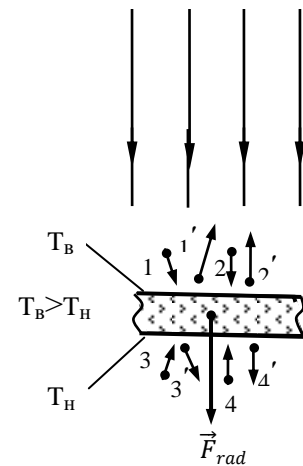


Рис 1.7. Схема взаимодействия участка КЭ с газом в поле излучения.

отдача поэтому сильнее, чем отдача молекул, находящихся у нижней поверхности (3, 3', 4, 4'). В итоге, на рассматриваемый участок КЭ действует результирующая сила \vec{F}_{rad} , направленная в ту же сторону, что и световое давление, величина которой зависит от разности температур сторон участка $\Delta T = T_{\text{в}} - T_{\text{н}}$ и возрастает с увеличением толщины участка.

В условиях нестационарной интенсивности излучения $I(t)$ действие радиометрической силы на микроосциллятор – динамическую систему – сильно зависит от инерционности (запаздывания $F_{rad}(t) \sim I(t - \tau)$), обусловленной тем, что процессы установления температуры вдоль поверхности и формирования силы отдачи среды происходят не мгновенно, а в течение определенного времени, зависящего от теплофизических и геометрических параметров ММРС, характеристик окружающей среды. Указанная инерционность может приводить к ряду особенностей в динамике микросистем [98]. Следует отметить, что радиометрические эффекты проявляются в широком диапазоне давлений газа вплоть до 10^{-4} мм рт. ст.

Величина радиометрической силы и её зависимость от параметров ММРС, лазерного излучения, окружающей среды определяются путем решения уравнений, описывающих теплоперенос и газо - кинетические процессы с учетом топологии и конкретных граничных условий на поверхности ММРС; распределения интенсивности лазерного излучения по сечению пучка. Некоторые задачи подобного типа рассмотрены в [99,100]. При оценках \vec{F}_{rad} , важную роль играют симметрия и учет других факторов. Так, в силу изотропии направлений скоростей атомов газа, взаимодействующих с поверхностью объекта, можно предположить, что при аксиально симметричной геометрии объекта результирующая радиометрическая сила будет направлена нормально к поверхности; средняя температура каждого элемента поверхности освещенной части объекта определяется поглощенной ею энергией [98].

Отметим, что наличие окружающей среды может привести также к возникновению конвекционных сил [62], обусловленных тем, что при

нагревании тела падающими лучами одновременно нагреваются и прилегающие к КЭ слои газа, благодаря чему могут возникать течения в среде и связанные с ними силы пограничного вязкого трения или напора, действующие на КЭ.

Фотопьезоэлектрическое возбуждение колебаний возможно в МОМРС на основе пьезополупроводников (полярных полупроводников), не обладающих центром симметрии, в которых имеет место прямой и обратный пьезоэффект – электрическая поляризация вещества под действием механических напряжений (деформаций) и наоборот. К ним относятся, в частности, полупроводники с кристаллической структурой вюрцита или цинковой обманки [101-103] (например, сернистый кадмий CdS), арсенид галлия (GaAs) и др.), к которым применимы хорошо известные технологии создания МОМРС. Важно подчеркнуть, что фотопьезоэлектрическое возбуждение колебаний накладывает ряд существенных ограничений на: свойства материала (монокристалличность, определенная кристаллографическая ориентация, степень чистоты (легирования); характеристики света (энергия фотонов $\varepsilon_{\text{ф}} \gtrsim E_g$ энергетическую щель); внешние условия (определенный температурный интервал и приемлемая влажность, низкая электропроводность окружающей среды) и т.д., которые продиктованы именно самим механизмом возбуждения.

В основе фотопьезоэлектрического возбуждения лежит обратный пьезоэлектрический эффект под действием фотоиндуцированного электрического поля, созданного благодаря диффузному разделению зарядов при оптическом облучении образца. Оптическое излучение из области собственного поглощения пьезополупроводника вызывает генерацию свободных носителей заряда (электрон-дырочных пар) вблизи поверхности образца, концентрация которых убывает вглубь полупроводника. Несмотря на исходную электронейтральность генерируемых пар, различие подвижностей электронов и дырок, времен их релаксации (жизни), скоростей рекомбинации, эффективных масс и др., приводит к нарушению электронейтральности приповерхностной области со значительными градиентами концентраций

носителей на характерной глубине δ , что, в свою очередь, приводит к возникновению значительного приповерхностного электрического поля $|\vec{E}_\delta| \neq 0$ (аналог эффекта Дембера). Указанное электрическое поле направлено нормально к освещаемой поверхности и в силу обратного пьезоэффекта может вызвать, в частности, деформацию изгиба образца. При частоте модуляции света, совпадающей с собственной частотой изгибной моды, происходит резонансная раскачка колебаний с установившейся амплитудой, пропорциональной добротности микроосциллятора (Q). Очевидно, что верхняя граничная частота возбуждения колебаний определяется, главным образом, временами релаксации (жизни) свободных носителей, определяющих динамику индуцируемого переменного электрического поля $E_\delta(t)$. Необходимо подчеркнуть, что эффективность возбуждения колебаний весьма чувствительна к температуре образца, что объясняется рядом причин: с повышением температуры увеличивается концентрация равновесных носителей заряда, что приводит к Дебаевскому экранированию нескомпенсированных зарядов, возникающих за счет фотогенерации и, как следствие, к уменьшению $|\vec{E}_\delta|$, а с уменьшением температуры оптическое излучение вызывает два встречных процесса: с одной стороны, происходит оптическое возбуждение механических колебаний за счет обратного пьезоэффекта, а с другой – свет способствует увеличению внутреннего трения и затуханию колебаний в результате электронно-механической релаксации, связанной с прямым пьезоэффектом. Поэтому в температурной области, где наблюдается увеличение внутреннего трения, имеет место резкий спад амплитуды возбуждаемых светом колебаний, при этом рабочий интервал температур можно регулировать за счет легирования пьезополупроводника [102]. Поскольку глубина приповерхностной области локализации электрического поля, создающего обратный пьезоэффект определяется, в основном, диффузионной длиной свободных носителей и длиной Дебаевской экранировки, которые в полупроводниках составляют $\delta \simeq 1 \div 100 \mu m$, то возникает определенное ограничение на минимальную толщину

КЭ пьезополупроводникового МОМРС, $h \gg \delta$. Отметим, что при обеспечении всех необходимых условий механизм фотопьезоэлектрического возбуждения является весьма эффективным, который применим для возбуждения не только микросистем, но также объектов с вполне макроскопическими размерами ($10 \times 3 \times 0,015$ мм) [101].

Фотострикция является одним из эффективных механизмов возбуждения колебаний МОМРС на основе неполярных полупроводников (обладающих центром симметрии), в которых отсутствуют прямой и обратный пьезоэлектрические эффекты. Явление фотострикции заключается в изменении размеров (формы) полупроводникового образца под действием оптического (лазерного) излучения в области собственного поглощения, которое, несмотря на внешнее сходство с элетрострикцией, обусловлено существенно иной причиной, а именно, зависимостью постоянной кристаллической решетки полупроводника (размера элементарной ячейки, a) от избыточной концентрации электрон-дырочных пар в материале (Δn), фотогенерируемых под действием лазерного излучения ($\Delta n \sim I$ – интенсивность света, $\varepsilon_\phi \gtrsim E_g$, где ε_ϕ – энергия фотона, E_g – ширина запрещенной зоны), и зависит от особенностей строения зонной структуры, а также энергетического распределения свободных носителей в пределах отдельных энергетических зон [104]. Относительное изменение постоянной решетки при фотострикции ($\varepsilon = \frac{\Delta a}{a}$) может быть как положительным, так и отрицательным, которое определяется характером зависимости ширины энергетической щели от давления, $E_g(P)$:

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{a} = d \cdot \Delta n = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial E_g}{\partial p} \right)_T \cdot \Delta n = k \cdot \left(\frac{\partial E_g}{\partial p} \right)_T \cdot I, \quad (1.20)$$

где k – положительный коэффициент. В частности, для германия (Ge) и кремния (Si) фотострикция при нормальных условиях имеет разные знаки: $d_{Ge} \approx +7,0 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$; $d_{Si} \approx -9,0 \cdot 10^{-25} \text{ см}^3$, которая приводит при их облучении соответственно к удлинению (сокращению) образца.

В условиях пространственно-временной модуляции возбуждающего излучения $I(\vec{r}, t)$ фотострикция приводит к возникновению фотоиндуцированного нестационарного напряженно-деформированного состояния МОМРС, которое существенно зависит от оптических, фотоэлектронных, упругих, акустомеханических свойств материала и геометрии микроосциллятора. При этом, несмотря на то, что сам механизм фотострикции является практически безынерционным, кинетика которого определяется быстрыми процессами установления распределений фотогенерированных свободных носителей (электронов, дырок) по соответствующим энергетическим уровням в зоне проводимости и валентной зоне, однако динамика фотострикционных сил $\vec{f}_{\text{ф.стр}}$ и моментов $\vec{M}_{\text{ф.стр}}$, создающих напряженно-деформированное состояние в МОМРС, определяется также целым рядом других процессов (установления поля излучения, генерации, рекомбинации и перераспределения свободных носителей в объеме и на поверхности МОМРС, генерации упругих волн и др.), многие из которых, в силу их диффузионного характера, являются существенно более инерционными. При этом в более точных моделях [105] учет влияния сопутствующих термоэлектронных и термоупругих процессов приводит к дополнительному увеличению инерционности рассматриваемого механизма возбуждения колебаний. Результаты моделирования фотострикционных деформаций в полупроводниковых образцах [106] показывают, что одним из ключевых параметров является, в частности, скорость рекомбинации свободных носителей на поверхностях образца, существенно зависящая от состояния и качества обработки поверхностей.

В связи с тем, что кремний является одним из наиболее перспективных материалов для создания МОМРС, следует отметить тот факт, что в МОМРС на основе чистого кристаллического кремния фотострикционный и фототермический механизмы возбуждения действуют в противофазе, при этом

фотострикционное возбуждение (при нормальных условиях) почти в 2,5 раза эффективнее фототермического.

Рассмотренные выше механизмы возбуждения колебаний МОМРС являются наиболее характерными и универсальными, которые могут проявляться в широком классе материалов, при этом некоторые из них могут действовать одновременно. Следует отметить, что помимо рассмотренных имеются также другие механизмы, которые реализуются в специфических условиях или в конкретных материалах. Здесь, не вдаваясь в подробности, приведем лишь два таких примера: 1) в работе [107] рассмотрены механизмы действия регулярных хемиореактивных сил на твердые тела-частицы, находящиеся в газовой среде, обусловленные химическими реакциями и адсорбционно-десорбционными процессами в определенных локальных активных зонах на поверхности частицы. Благодаря лазерной модуляции термодинамических параметров, влияющих на указанные процессы, на наш взгляд, возможна модуляция величины хемиореактивной силы; 2) в работе [108] установлена сильная поляризационная зависимость фотоиндуцированных сил, действующих на образцы из халькогенидного стекла ($A_{S_x} S_{100-x}$) в поле плоско - поляризованного лазерного излучения, что может существенно влиять на динамику состояния поляризации генерируемого излучения в лазерах с МОМРС на основе указанных материалов.

1.3. Динамическая классификация лазеров, неустойчивости стационарного состояния в лазерах класса В

В настоящее время нет единой (общепринятой) классификации лазеров, но имеется несколько различных подходов, основанных на тех или иных существенных признаках [109]: принадлежность к определенной спектральной области (лазеры видимого диапазона, ИК, рентгеновские и др.); агрегатное состояние рабочего вещества (твердотельные, газовые, плазменные и др.); способом создания в нем инверсии населенностей (с оптической, электронной накачкой, химические и др.); режимы генерации (непрерывные, импульсные,

нестационарные (хаотичные)). Целесообразность классификации, в частности, по динамическим характеристикам (релаксационным коэффициентам) обусловлена тем, что нестационарные процессы в лазерах демонстрируют схожие динамические свойства при одинаковых соотношениях между релаксационными коэффициентами: скоростью релаксации поля $k = \tau_{ph}^{-1}$, τ_{ph} – время жизни фотона в резонаторе; продольной релаксации инверсии $\gamma_{\parallel} = \tau_{sp}^{-1}$, τ_{sp} – спонтанное время жизни метастабильного уровня; скоростью релаксации поляризации $\gamma_{\perp} = \tau_{\perp}^{-1}$, τ_{\perp} – время сбоя фазы (декогеренции) поляризации, определяющее однородное уширение линии ($\Delta\lambda_{одн.}$). В соответствии с динамической классификацией каждый лазер можно отнести к одному из четырех классов (табл.1.1), которые могут быть установлены, например, с помощью системы уравнений Лоренца-Хакена – одной из основных моделей динамической теории лазеров:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= k \cdot (P - E) \\ \frac{dP}{dt} &= \gamma_{\perp}(n \cdot E - P) \\ \frac{dn}{dt} &= \gamma_{\parallel}(A - n - P \cdot E) \end{aligned} \quad (1.21)$$

где E – амплитуда электрического поля волны; P – амплитуда поляризации активной среды; n – разность населенностей рабочих уровней (инверсия); A – параметр, характеризующий интенсивность накачки. Для лазеров класса D и C характерны сравнительно большие длины волн излучения, значительно превышающие характерные размеры МОМРС (l) микронных масштабов ($l/\lambda_{D,C} \ll 1$), что приводит не только к весьма малой оптической связи микроосциллятора с лазером, определяемой, по существу, уровнем рассеяния Ми, $\sim (l/\lambda_{D,C})^4$, но также к чрезвычайно низкой эффективности механизмов лазерного возбуждения колебаний микроосцилляторов из-за малой энергии фотонов, что позволяет пренебречь ОВ в указанных типах лазеров.

В то же время в лазерах класса А и В, где $\lambda \lesssim l$, могут быть обеспечены как достаточная оптическая связь между лазером и микроосциллятором, так и

эффективное лазерное возбуждение колебаний МОМРС. Одним из ключевых факторов, определяющих свойства лазеров, является размерность фазового пространства лазерной подсистемы. Так, в рамках модели Лоренца-Хакена фазовое пространство лазеров класса А – лишь одномерное, особенности в нем могут быть представлены только точками, а переходные процессы являются аperiodическими, тогда как лазеры класса В характеризуются двумерным фазовым пространством, допускающим существование траекторий не только в виде особых точек, но также более сложных множеств, например, в виде предельных циклов. При этом переходные процессы в лазерах класса В имеют ярко выраженный колебательный характер (релаксационные колебания), что существенно расширяет разнообразие нестационарных режимов генерации лазера, в частности, открываются возможности для реализации лазерных систем с МОМРС, в которых выполнены условия резонансного взаимодействия фотоиндуцированных колебаний микроосцилляторов с релаксационными и другими характерными колебаниями в лазерах, изучение которых является основной задачей настоящей работы.

В условиях непрерывной накачки при достижении (превышении) первого лазерного порога, определяемого равенством усиления и потерь, имеет место генерация излучения с постоянной интенсивностью, при этом выход на стационарный режим (или изменение режима) в лазерах класса В сопровождается переходными процессами – релаксационными колебаниями, представляющими собой «низкочастотные» (в масштабе времени полного обхода резонатора - T) затухающие колебания, в частности, интенсивности излучения и инверсии населенностей [24].

С дальнейшим ростом накачки, при достижении определенного значения – второго лазерного порога [27,110], наблюдается потеря устойчивости состояния с постоянной интенсивностью с переходом к нестационарному режиму, например, к пульсациям излучения. Частоты и декременты затухания указанных колебаний являются одними из важных (собственных) динамических характеристик лазера в режиме свободной генерации, которые

существенно определяют динамику лазера также и в других режимах работы (модуляции добротности, синхронизации мод, разгрузки резонатора и др.). Именно резонанс собственной частоты микроосциллятора с характерной (собственной) частотой в лазере (внутренний резонанс) значительно повышает эффективность взаимодействия лазерного излучения с МОРС. При этом важно установить характер зависимостей и возможных диапазонов изменений характерных частот в лазере при вариации основных параметров лазерного резонатора, оптической накачки, активной среды и др.

Характерные частоты в лазерах (как «низкочастотные» - релаксационные, так и высокочастотные) могут быть определены с помощью универсального метода - исследования устойчивости стационарного состояния (равновесия) путем линеаризации системы уравнений возле данного стационарного состояния, что приводит к характеристическому уравнению, корни которого определяют характерные частоты и описывают возможные динамические процессы в лазерах [111,112]. Наряду с этим применяются также другие подходы, основанные на исследовании более простых моделей, полученных путем усреднения исходных уравнений на тех или иных пространственно-временных масштабах (например, усреднение за время полного обхода резонатора).

Исследование динамики лазеров класса В [32,113,114] показывает, что релаксационные колебания характеризуются, как правило, не одной частотой, а спектром частот, зависящих от многих факторов: параметров резонатора, активной среды и степени заполнения резонатора, излучения накачки, конфигурации резонатора, нелинейного взаимодействия мод, поляризационных свойств и др. При этом число релаксационных колебаний, вообще говоря, не является постоянным и может принимать значения от одного до полного числа генерируемых мод, однако в одномодовом случае число релаксационных колебаний не зависит от типа резонатора (линейный, кольцевой).

Таблица 1.1. Динамическая классификация лазеров [109]

Динамический класс	A	B	C	D
Соотношение между скоростями релаксации	$\gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel} \gg k$	$\gamma_{\perp} \gg k \gg \gamma_{\parallel}$	$k \sim \gamma_{\perp} \gtrsim \gamma_{\parallel}$	$k \gg \gamma_{\parallel}, \gamma_{\perp}$
Адиабатически исключаемые переменные	P, n	P	–	E
Размерность модели	1	2	3	2
Типы лазеров	на органических красителях; F-центрах; некоторые атомарные газовые лазеры (в частности, He-Ne, $\lambda=0,63\mu\text{m}$)	твердотельные; полупроводниковые; волоконные; некоторые молекулярные газовые (например, CO ₂ -лазер, $\lambda=10,6\mu\text{m}$)	молекулярные газовые на далекий ИК диапазон (например, аммиачный с оптической накачкой $\lambda_1=81\mu\text{m}$; $\lambda_2=374\mu\text{m}$; $\lambda_3=156\mu\text{m}$; ксеноновый)	молекулярно-пучковые лазеры, например, аммиачный ($\lambda=1,25\text{cm}$); водородный ($\lambda=2,1\text{cm}$)
Приближенные динамические модели	$\dot{E} = k \cdot E \left(\frac{A}{1+E^2} - 1 \right)$	$\dot{E} = k \cdot E \cdot (n - 1)$ $\dot{n} = \gamma_{\parallel} (A - n(1+E^2))$	(1.20) $(k \approx \gamma_{\parallel} \approx \gamma_{\perp})$	$\dot{P} = \gamma_{\perp} \cdot (n - 1) \cdot P$ $\dot{n} = \gamma_{\parallel} (A - n - P^2)$

Все релаксационные колебания делятся на две категории. Первая - представляет основные релаксационные колебания, частота которых (f_{r0}) является наивысшей в «низкочастотном» спектре характерных собственных частот. Она соответствует синфазным колебаниям интенсивностей всех мод, благодаря чему всегда представлена в полной (суммарной) интенсивности выходного излучения и имеет место также в одномодовом лазере. Остальные типы релаксационных колебаний f_{ri} , $i = 1, 2, \dots$ ($f_{ri} < f_{r0}$) конкретное взаимодействие оптических мод, приводящее к противофазным колебаниям интенсивностей мод, которые наблюдаются не только в случаях продольных, но также поперечных [115] и поляризационных супермод [116]. В случае продольных мод релаксационные колебания подразделяются на

скомпенсированные и некомпенсированные, причем скомпенсированные колебания не проявляются в суммарной интенсивности излучения, и в их существовании можно убедиться только по динамике отдельных лазерных мод. При несимметричном оптическом спектре увеличение накачки приводит к поочередному вступлению в генерацию новых мод, и соответствующих релаксационных колебаний. В случае, когда интенсивности мод далеки от вырождения, каждой моде можно четко приписать свое релаксационное колебание, при этом более интенсивной моде будет соответствовать более высокочастотное релаксационное колебание.

В режиме свободной генерации (при отсутствии регулярных внешних воздействий направленного характера) анализ высокочастотных корней характеристического уравнения показывает [27,113], что независимо от типа резонатора характерные частоты имеют вид:

$$\lambda_s \approx \delta_s + i \cdot \Omega_s \cdot (1 + \gamma_s), \quad (1.22)$$

где частота переходных колебаний $\Omega_s = \frac{2\pi s}{T} = \Delta\nu \cdot s$, $\Delta\nu = \frac{2\pi}{T}$ – частота межмодовых биений (межмодовый интервал), $s = 1, 2, \dots$; $\gamma_s \ll 1$ – малая поправка к частоте; δ_s – действительная часть ($|\delta_s| \ll \Omega_s$), определяющая скорость затухания ($\delta_s \leq 0$) или нарастания соответствующих колебаний с частотой Ω_s . Параметры γ_s, δ_s зависят от уровня накачки, положения активной среды в резонаторе и ее размеров, коэффициентов отражения зеркал и др. Таким образом, межмодовый интервал $\Delta\nu = 2\pi/T$ является основным масштабом, определяющим высокочастотные переходные процессы и регулярные пульсации в режиме свободной генерации. Важно подчеркнуть, что решения (1.22) получены в приближении некогерентной накачки и без учета какой-либо нелинейности в резонаторе, за исключением насыщения усиления в активной среде.

В условиях когерентного взаимодействия лазерного излучения с АС важную роль в высокочастотной динамике лазера играет частота оптической нутации – частота Раби [27,113]:

$$\Omega_{Rabi} = \left(\gamma_{\parallel} \cdot \gamma_{\perp} \cdot (A - 1) \right)^{1/2}, \quad (1.23)$$

которая описывает колебания поляризации (дипольного момента, инверсии) активного центра в монохроматическом поле лазерного излучения в отсутствие (в пренебрежении) процессов диссипации и накачки.

Векторные модели лазеров класса В [24,117] приводят к значительному усложнению спектров как релаксационных колебаний, так и высокочастотных процессов. В условиях поляризационной анизотропии резонатора появляются дополнительные релаксационные колебания, а также поляризационные биения лазерного излучения с характерной частотой ($\Delta\nu_{\delta} = \nu_x - \nu_y$), определяемой поляризационным расщеплением собственных частот анизотропного резонатора ($\nu_{x,y}$), зависящим как от разности показателей преломления, так и дихроизма анизотропной среды [117].

Таким образом, в лазерах с МОМРС, в принципе, могут быть реализованы внутренние резонансы различных видов: $f \simeq f_{rel.}$; $f \simeq \Delta\nu$; $f \simeq \Delta\nu_{\delta}$, которые в силу нелинейности лазеров могут приводить также к их взаимодействию и возможности осуществления комбинационных резонансов.

Для твердотельных и волоконных лазеров – типичных представителей лазеров класса В, диапазон характерных частот может достигать: $f_{rel.} \simeq 1kHz \div 10MHz$; $\Delta\nu \simeq 1MHz \div 1GHz$; $\Delta\nu_{\delta} \simeq 0,01 \div 10GHz$, которые, в совокупности, позволяют охватить широкий интервал частот, $f \simeq 1 \div 10^6 kHz$.

1.4. Характерные частоты переходных процессов в ВЛ

Значительную часть лазеров класса В (табл.2.1) составляют волоконные лазеры (ВЛ), базирующиеся на технологиях волоконной оптики, в которых в качестве активной среды используются специальные (активные) световоды АС, легированные различными редкоземельными элементами (Nd, Er, Yb, Ho и др.). Отметим, что за последние годы в области ВЛ возник ряд новых направлений (нановолоконные, сверхдлинные, сверхмощные ВЛ), при этом благодаря уникальности свойств и совершенствованию характеристик ВЛ открываются

все новые области для их применений, в которых ВЛ могут успешно конкурировать с традиционными объемными твердотельными лазерами. Примечательно, что ведущую роль в развитии ряда перспективных направлений в области ВЛ занимает РФ (НЦВО РАН, НТО «ИРЭ-ПОЛЮС», ИОФ РАН, ИАиЭ РАН и др.).

С точки зрения реализации внутренних резонансов в лазерных системах с МОМРС, волоконные лазеры благодаря уникальным физико-техническим свойствам, особенностям конструкции с учетом широкого разнообразия активных световодов, имеют существенные преимущества, которые обеспечивают: возможности изменения в широких пределах частотно-временных параметров в диапазоне характерных частот МОМРС (10 кГц ÷ 10 ГГц); оптимальное оптическое согласование МОМРС (в особенности-волноводных) с модами лазерного резонатора; возможность варьирования в широких пределах энергетических характеристик; управления спектральным и модовым составом, состоянием поляризации излучения и т.д., позволяющих сформировать многомерное пространство регулируемых параметров, определяющих состояние лазерной системы. В связи с этим ВЛ являются весьма удобными модельными объектами для исследования динамики лазерных систем с МОМРС, при этом особенности динамики ВЛ-МОМРС, обусловленные спецификой волоконных лазеров, представляют значительный самостоятельный интерес в связи с тем, что позволяют получить данные о фундаментальных свойствах ВЛ (и материалах МОМРС); создать основу для разработки новых функциональных элементов и устройств для управления параметрами излучения ВЛ; разработать перспективный класс волоконно-оптических датчиков с частотным выходом.

Системы энергетических уровней в активных средах ВЛ во многих случаях с достаточной точностью можно описать с помощью модельных 3-х и 4-х уровневых схем, в соответствии с которыми частоты синфазных (основных) релаксационных колебаний определяются приближенными формулами [40]:

$$\Omega_{3,4} = \frac{1}{2\pi} \left(\left(\frac{r-1}{\tau_{sp} \cdot \tau_{ph}} \right) \cdot (1 + k_{3,4}) - \frac{1}{4\tau_{sp}^2} \left(1 + (1 + k_{3,4}) \cdot (r-1) \right)^2 \right)^{1/2} \quad (1.24)$$

где $k_3 = Nl\sigma c\tau_{ph} / L$; $k_4 = 0$; $r = P/P_{th}$ – относительный уровень (параметр) накачки (P_{th} – пороговая мощность накачки); τ_{sp} – спонтанное время жизни; σ – сечение вынужденного излучения; $\tau_{ph} = (\gamma \cdot \nu)^{-1}$ – время жизни фотона в лазерном резонаторе, $\gamma = \beta L + \alpha_\epsilon + \ln(RR_1)^{-1/2}$ – нерезонансные (неактивные) потери за один полный обход; βL – эффективные распределенные потери (с учетом потерь в АС); α_ϵ – суммарные дискретные потери (в местах соединений разных световодов; в разветвителе и т.д.); $\ln(RR_1)^{-1/2}$ – потери на поглощение и пропускание в зеркалах. С учетом зависимости P_{th} от параметров оптического резонатора и АС, (1.24) позволяет исследовать в разных типах ВЛ зависимость $\Omega_{3,4}$ от многих регулируемых параметров ($P, \beta, L, R_{1,2,3}, \dots$). При этом декременты затухания релаксационных колебаний составляют:

$$\alpha_3 = -\frac{1}{2} \frac{(r-1)}{r \cdot r_{sp}} ; \quad \alpha_4 = -\frac{r}{2 \cdot r_{sp}} \quad (1.25)$$

Для активных световодов на основе кварцевого стекла характерно значительное неоднородное уширение, что приводит к дополнительному усложнению динамики релаксационных колебаний [119], однако при этом частота синфазных колебаний (1.24) сохраняет свою фундаментальную роль. Отметим также, что рассмотрено влияние спонтанного излучения [120] и особенностей системы энергетических уровней на характеристики релаксационных колебаний [121], которые приводят к достаточно сложным поправкам в формулах (1.24). В дальнейшем для оценочных расчетов будут использованы именно приближенные формулы (1.24), которые правильно отражают качественный характер зависимостей релаксационных частот и декрементов затухания от параметров лазерных систем как в одночастотном, так и в многомодовом режимах генерации.

Отметим, что формулы (1.24) при соответствующем «переопределении» входящих параметров позволяют качественно описывать релаксационные

колебания также в ВЛ с сенсбилизаторами в активной среде, например, в эрбий-иттербиевых (Er/Yb) лазерах [122].

В поперечно одномодовых многочастотных ВЛ с линейной и кольцевой конфигурацией резонатора частота межмодовых биений (межмодовый интервал) составляет:

$$\Delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = k \frac{c}{L} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1} \quad (1.26)$$

где ν_m – собственная частота резонатора (в случаях линейного и кольцевого резонаторов коэффициент $k = \frac{1}{2}$ и 1, соответственно); $n, \frac{dn}{d\lambda}$ – соответственно показатель преломления и дисперсия в АС (для простоты предполагается, что активная среда полностью заполняет резонатор ВЛ с оптической длиной L), $\lambda = c/\nu$ – длина волны излучения. Примечательно, что в ВЛ структура продольных мод может проявляться даже при чрезвычайно больших длинах резонатора, достигающих 270 км [123], при этом характерно, что минимальная ширина генерируемой линии практически не зависит от длины резонатора, а с ростом внутрирезонаторной мощности излучения ширина линии (вопреки известной формуле Таунса-Шавлова) увеличивается, что обусловлено сильным взаимодействием мод [124].

В связи с тем, что характерные временные масштабы (τ) исследуемых динамических процессов в ВЛ-МОМРС значительно превышают время декогеренции поляризации $\gamma_{\perp}^{-1} \ll \tau$, в рассматриваемых явлениях эффектами когерентного взаимодействия, характеризуемого частотой Раби (1.23), можно пренебречь. Вместе с тем, в специальных условиях, например, в ВЛ с охлаждаемым активным световодом, когда ширина полосы усиления уменьшается до $\Delta\lambda_{\text{одн.}} \lesssim 1\text{\AA}$ [119] (что соответствует $\gamma_{\perp}^{-1} \gtrsim 10^{-9}$ сек), для быстрых динамических процессов в таких ВЛ-МОМРС ($f, \tau^{-1} \simeq 1\text{ГГц}$) может стать важным учет когерентного взаимодействия, тем более, что в резонансных условиях $f \simeq \Omega_{\text{Rabi}}$, в лазере с пассивным модулятором добротности могут действовать специфические механизмы неустойчивости [27], вызванные именно когерентностью взаимодействия, в том числе и ниже первого лазерного

порога! Забегая вперед отметим, что в исследованных нами условиях генерации ВЛ-МОМРС, указанные режимы не достигаются.

В ВЛ с анизотропным резонатором имеет место поляризационное расщепление собственных частот резонатора ($\Delta\nu_{xy} = \nu_{mx} - \nu_{my}$), которое зависит как от фазовой, так и амплитудной анизотропии (дихроизма) оптических элементов резонатора, включая АС [117,118]. В частности, в ВЛ, содержащем участок анизотропного световода со слабой фазовой анизотропией ($\frac{|n_x - n_y|}{n} \ll 1$), частота поляризационных биений составляет:

$$\Delta\nu_{xy} \approx \frac{c}{\lambda} \frac{(n_x - n_y) \cdot l}{L} \quad (1.27)$$

где l – геометрическая длина отрезка анизотропного световода (в частности, анизотропного активного АС), L – полная оптическая длина лазерного резонатора, $n_{x,y}$ – соответственно, ПП для световых волн, поляризованных вдоль «быстрой» и «медленной» осей анизотропного световода.

В области «низких» частот важную роль играет частота поляризационных биений в ВЛ – $f_{rel.a}$ – частота «антифазных» релаксационных колебаний, обусловленная наличием поляризационных «супермод» [125]:

$$f_{rel.a} \approx \frac{1-\beta}{1+\beta} \cdot f_{rel.s} , \quad (1.28)$$

Важно отметить, что указанные биения обусловлены не анизотропными свойствами резонатора, а конкурентным взаимодействием «супермод» с общей активной средой (β – параметр, характеризующий анизотропию отдельных активных центров АС, ориентированных, в среднем, изотропно, $0 \leq \beta \leq 1$) так, что указанные биения могут иметь место также в «изотропных» резонаторах.

1.5. Принципиальные схемы и физические модели ВЛ-МОМРС, основные допущения

Прогресс в технологии микросистем (мехатроники) и лазерной физики (в особенности, в области ВЛ), достигнутый за последние 10÷15 лет, открывает возможности для реализации уникальных условий для взаимодействия

лазерного излучения с принципиально новыми (искусственными) многофункциональными объектами, в частности, с микроосцилляторами, которые существенно влияют как на условия, так и на динамику генерации лазеров. Такое взаимодействие наиболее эффективно и доступно для реализации именно в волоконных лазерах, в которых роль оптоволоконного микроосциллятора может играть, например, участок внутрирезонаторного специального световода, либо же МОМРС в микрооптическом исполнении, играющий, например, роль зеркала лазерного резонатора. Взаимодействие лазерного излучения с МОМРС обусловлено тем, что, с одной стороны, фотоиндуцированные деформации и напряжения в МОМРС, влияющие не её оптические свойства, существенно зависят от параметров падающего (распространяющегося) лазерного излучения, с другой - характеристики генерируемого излучения существенно определяются, в том числе, оптическими свойствами МОМРС – элемента лазерного резонатора, что приводит к возникновению взаимной связи в лазерной системе ВЛ-МОМРС. В рассматриваемых лазерах МОМРС выполняет, по существу, функции пассивного модулятора параметров резонатора (нелинейного элемента), что и определяет принципиальную основу теоретических моделей, рассматриваемых ВЛ-МОМРС, в которых ключевую роль играют акустомеханические и оптические свойства МОМРС; условия взаимодействия и механизмы действия фотоиндуцированных сил; учет соотношений частотно-временных параметров в лазерной системе; влияние внешних воздействий и флуктуаций в системе.

Принципиальные схемы основных типов исследованных ВЛ-МОМРС приведены на рис.1.8, в которых МОМРС играют роль: внутрирезонаторного оптического элемента (II); зеркал лазерного резонатора; внешнего отражателя составного (сложного) резонатора (I), осуществляющих, благодаря ОВ, пассивную модуляцию характеристик резонатора и параметров световой волны (потерь в резонаторе, оптической длины, частоты световой волны, диаграммы направленности, состояния поляризации), причем модуляция некоторых из указанных характеристик может осуществляться одновременно.

Рассматриваемые схемы соответствуют широкому классу исследованных ВЛ-МОМРС, отличающихся рядом особенностей принципиального характера:

1) системой энергетических (рабочих) уровней (включая АС с сенсбилизаторами); 2) способы накачки – в одномодовую сердцевину АС (a,d); в промежуточный многомодовый световод (АС с двойной оболочкой (c)); GTW – структура (b); неоднородная или «квазиоднородная» накачка (в одном или во встречных направлениях); 3) тип резонатора – линейный двухзеркальный; составной; кольцевой – бегущей волны (e); 4) тип МОМРС; 5) способ реализации оптической связи между МОМРС и лазерным резонатором – через интерферометр Фабри-Перо (ИФП), или с помощью автоколлиматора (вставка (a) на рис.1.8f). Т.к. размеры МОМРС (включая оптоволоконные, тип II), как правило, значительно меньше длины АС и резонатора ВЛ, то задержкой оптического сигнала в МОМРС, как правило, можно пренебречь и рассматривать микроосциллятор как «точечный» оптический элемент, локализованный на определенном участке лазерного резонатора.

ОМВ приводит к возникновению в МОМРС переменных напряжений (деформаций), акустомеханических колебаний, модулирующих параметры резонатора и АС, и, тем самым, определяют режимы генерации ВЛ-МОМРС.

С учетом указанных особенностей в настоящей работе предложены физические модели лазеров с МОМРС, которые охватывают существенные стороны основных типов, исследованных ВЛ-МОМРС. Указанные модели объединены в единую обобщенную модель, представленную на рис.1.9, включающей несколько типов МОМРС. В ней внутрирезонаторный микроосциллятор (МОМРС₁), характеризуется переменным коэффициентом пропускания $T_s(x_1)$ на длине волны генерации (λ_s), модулирующим добротность резонатора и полным пропусканием излучения накачки ($T_p = 1$). МОМРС₁ может моделироваться, например, переменным аттенуатором шторочного типа, где координата x_1 , определяющая ширину щели, зависит от фотоиндуцированной силы (\vec{F}_1). МОМРС₂ позволяет осуществлять модуляцию

угла отклонения коллимированного отраженного пучка под действием фотоиндуцированной силы \vec{F}_2 и момента силы, $m_\phi = F_2 \cdot \delta \cdot \cos \varphi_2$. МОМРС₃ – позволяет сформировать (в условиях $R_2 \neq 0$, $\varphi = 0$) составной лазерный резонатор с подвижным внешним отражателем и осуществлять, в частности, пассивную модуляцию оптической длины резонатора под действием фотоиндуцированной силы \vec{F}_3 (при $R_2 = 0$).

В обобщенной модели путем выбора соответствующих коэффициентов: T_1 , R_2 , R_3 можно реализовать все частные случаи систем ВЛ-МОМРС, например, $T_1 = 1$ – соответствует отсутствию МОМРС₁; $R_2 = 0$ ($T_2 = 1$) – отсутствие МОМРС₂ и т.д. В предложенной модели микроосцилляторы (МОМРС_{1,2,3}) рассматриваются в приближении однорезонансных колебательных систем с демпфированием, при этом коэффициенты жесткости и трения ($k_{1,2,3}$, $\beta_{1,2,3}$) могут содержать нелинейные поправки, позволяющие учитывать ангармонизм и неизохронность колебаний микроосцилляторов.

Характер движения КЭ и МОМРС в целом (распределенных колебательных систем), определяется действующими фотоиндуцированными силами $\vec{f}_\phi(\vec{r}, t)$ и моментами сил $\vec{m}_\phi(\vec{r}, t)$ (обусловленных лазерным излучением) и описывается, в строгом смысле, с помощью дифференциальных уравнений с частными производными [60,126]. Один из эффективных методов их решения основан на представлении возможных колебаний КЭ (поля (напряжений) деформаций $U(\vec{r}, t)$) в виде суперпозиции собственных мод. При этом, в действительности, нет необходимости в получении всего объема информации, содержащейся в точных решениях, поскольку, как правило, достаточно знать движения $y_i(t) = U(\vec{r}_{0i}, t)$ в окрестностях определенных точек МОМРС (с координатами \vec{r}_{0i} , $i = 1, 2, \dots$, – точек «фокусировки» лазерных пучков) и в ограниченном диапазоне частот, что позволяет ограничиться конечным набором собственных мод (в ряде случаев – одной частотой) из широкого спектра собственных колебаний МОМРС. В этом приближении

МОМРС подобна колебательной системе с конечным числом степеней свободы.

Общие методы реализации такого подхода, изложены в [127] и основаны на введении так называемого оператора динамической податливости колебательной системы, который, например, в случае одномерных МОМРС определяется выражением:

$$\hat{L}(x_{0i}, x, \hat{p}) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varphi_n(x_{0i}) \cdot \varphi_n(x)}{\hat{p}^2 + \frac{\omega_n}{Q_n} \hat{p} + \omega_n^2} \quad (1.29)$$

где ω_n , Q_n , $\varphi_n(x)$ – соответственно собственная частота, механическая добротность и форма колебаний для n -й моды собственных колебаний; $\hat{p} = \frac{d}{dt}$ – оператор дифференцирования по времени. При этом перемещение интересующей точки МОМРС с координатой x_{0i} определяется формулой:

$$y_i(t) = \int \hat{L}(x_{0i}, x, t) * f_{\phi}(x, t) dx \quad (1.30)$$

интегрирование производится по области пространства, занимаемой КЭ. В случае сосредоточенных фотоиндуцированных сил $F_{\phi i}(t)$, «приложенных» к точкам x_{0i} , имеем $f_{\phi}(x, t) = F_{\phi i}(t) \cdot \delta(x - x_{0i})$, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

В частности, в однорезонансном приближении микроосциллятор заменяется «эквивалентной» колебательной системой с одной степенью свободы, характеризующейся эквивалентной массой m_3 , коэффициентом упругости k_3 , механической добротностью Q_3 , при этом $\omega^2 = k_3/m_3$, где ω – собственная частота, в частности, основной моды. В соответствии с (1.30) движение $y(t)$ интересующей точки микроосциллятора с координатой (x_0) описывается приближенным уравнением:

$$\ddot{y} + \frac{\omega}{Q} \cdot \dot{y} + \omega^2 \cdot y = \frac{\varphi^2(x_0)}{m} \cdot F_{\phi}(t) \quad (1.31)$$

где m, Q – эквивалентные параметры микроосциллятора, соответствующие основной моде колебаний ($\varphi(x)$), при этом предполагается, что для всех других мод ($n = 2, 3, \dots$), выполнено условие $k_n = \frac{\varphi_n^2(x_0)}{\varphi^2(x_0)} \cdot \frac{\omega^2}{\omega_n^2} \ll 1$.

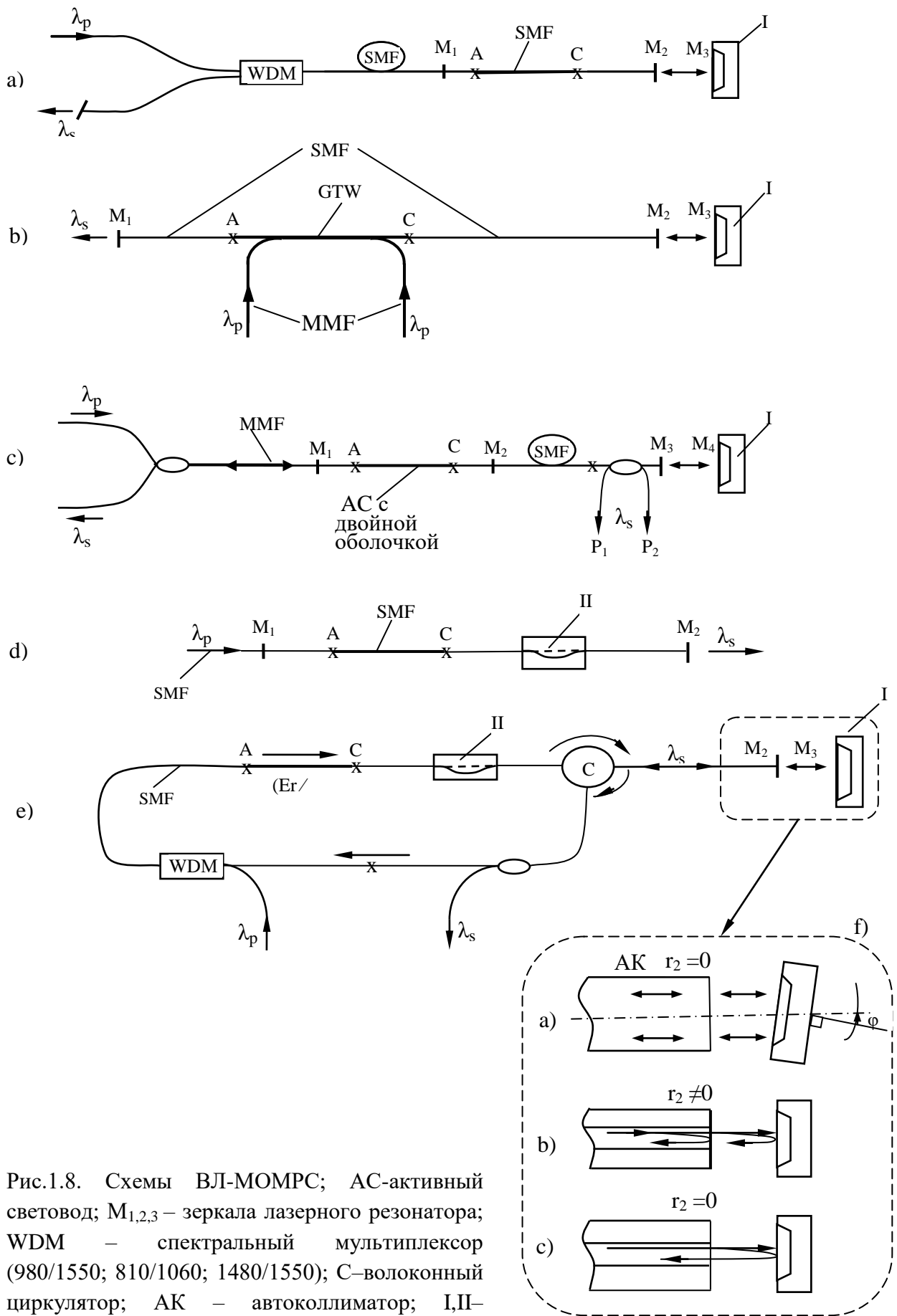


Рис.1.8. Схемы ВЛ-МОМРС; АС-активный световод; $M_{1,2,3}$ – зеркала лазерного резонатора; WDM – спектральный мультиплексор (980/1550; 810/1060; 1480/1550); С–волоконный циркулятор; АК – автоколлиматор; I,II–микрооптический, оптоволоконный МОМРС.

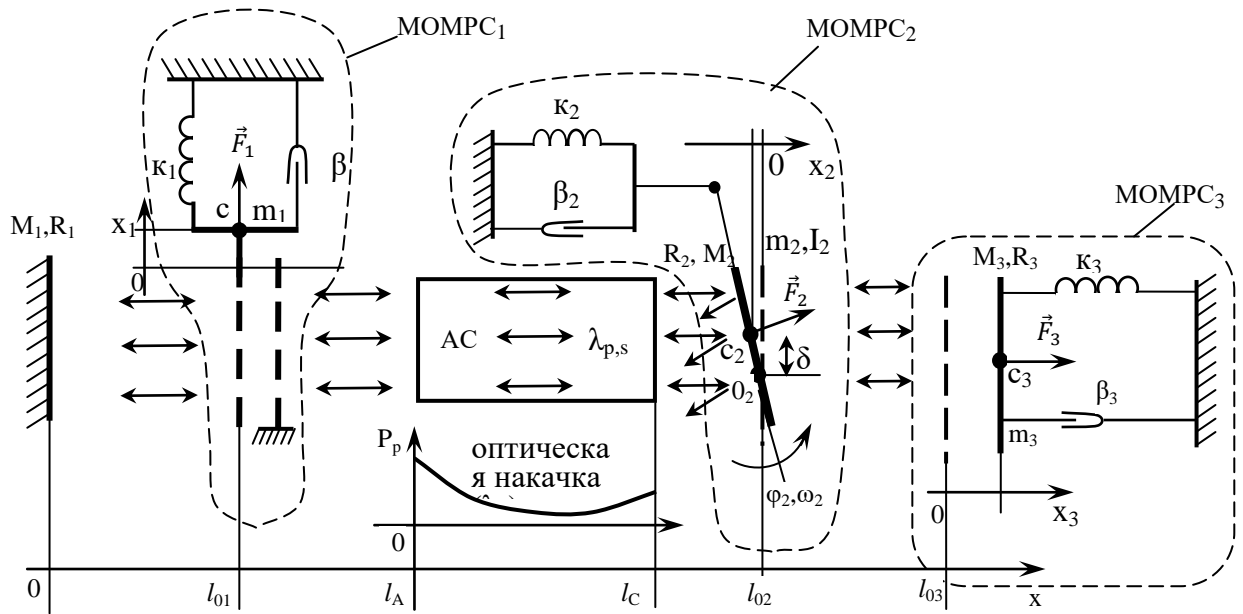


Рис.1.9. Обобщенная физическая модель ВЛ-МОМРС. M_1 – неподвижное зеркало; M_2 – подвижный полупрозрачный отражатель (МОМРС₂); M_3 – подвижный «внешний» отражатель (МОМРС₃) (с коэффициентами отражения $R_{1,2,3}$); АС – активная среда. ($m_{1,2,3}$; $k_{1,2,3}$; $\beta_{1,2,3}$ – соответственно, эквивалентные: масса, коэффициент упругости и трения МОМРС_{1,2,3}); $C_{1,2,3}$ – центры масс микроосцилляторов; $X_{1,2,3}$ – смещения центров масс из положения равновесия с координатами $l_{01,2,3}$ (пунктирные линии); φ_2, ω_2, I_2 – угол наклона, угловая скорость и момент инерции МОМРС₂. $P_p(x)$ – распределение мощности накачки вдоль АС ($l_A \leq x \leq l_c$); φ_{20} – исходный угол наклона МОМРС₂, O_2 – ось вращения

Характеристики мод собственных колебаний для простейших типов КЭ со стандартными граничными условиями представлены в [126], из которых следует, что для одномерных КЭ в виде однородных микробалок указанное условие выполняется с достаточным запасом ($k_n \lesssim 10^{-1}$).

Лазерная подсистема. В зависимости от соотношений частотно-временных параметров лазерного резонатора, АС и характеристик микроосциллятора в предложенных физических моделях ВЛ-МОМРС лазерная подсистема может рассматриваться в разных приближениях – как сосредоточенная («точечная») или распределенная система. В рассматриваемых ВЛ-МОМРС можно выделить ряд важных частотно-временных параметров: частотная ширина спектра усиления АС (γ_{\perp}); время жизни фотона в резонаторе $\tau_{ph} = k^{-1}$, k – частотная ширина полосы пропускания резонатора; Доплеровское смещение частоты

отраженного света $\Delta\nu_D = \nu \cdot \frac{2v}{c}$ (v – скорость движения КЭ); ширина линии генерации лазера - $\Delta\nu_r$; спонтанное время жизни метастабильного уровня - τ_{sp} ; собственная частота, амплитуда колебаний и добротность микроосциллятора ($f; y_0; Q$). Для лазеров класса В характерна значительная инерционность АС - τ_{sp} превышает другие характерные времена в лазере: $\tau_{sp} \gg \tau_i$ (в исследованных ВЛ-МОМРС эти соотношения выполнены с большим запасом: ($\tau_{sp}(Er) \simeq 10 \text{ ms}$; $\tau_{sp}(Yb) \simeq 1,4 \text{ ms}$; $\tau_{sp}(Nd) \simeq 0,6 \text{ ms}$; $\tau_{sp}(Bi) \simeq 1,2 \text{ ms}$ и др.)).

Важно подчеркнуть, что оптические резонаторы рассматриваемых ВЛ-МОМРС являются принципиально нестационарными, поэтому при сложных движениях микроосциллятора, играющего, например, роль зеркала, поле лазерного излучения в резонаторе некорректно описывать суперпозицией наборов собственных мод – стационарных распределений поля в статическом резонаторе [128-130]. Вместе с тем, при определенных условиях (например, движение зеркала с постоянной скоростью или при гармонических колебаниях) возможно приближенное описание с помощью так называемых «динамических» мод, представляющих собой бесконечный набор функций - пространственно-временных структур [128]. В данном случае допустимость упрощенного описания основана на экспериментальных данных, учитывающих реальные физические условия и масштабы величин частотно-временных, геометрических параметров резонатора, характеристик колебаний МОМРС, имеющих место в действительности. В этой связи, несколько забегаая вперед, отметим, что результаты экспериментальных исследований позволяют заключить, что характерные наблюдаемые динамические свойства ВЛ-МОМРС имеют место при достаточно малых амплитудах колебаний МОМРС: $y_{0 \text{ max}} \lesssim 10 \text{ nm}$, при этом максимальная скорость движения микроосцилляторов не превышает $v_{\text{max}} \lesssim 2\pi f \cdot y_{0 \text{ max}}$, которая при $f \simeq 100 \text{ кГц}$ не превышает $v_{\text{max}} \simeq 6 \text{ мм/сек.}$!

В дальнейших оценках предполагаем, что в установившихся динамических режимах генерации ВЛ-МОМРС колебания микроосцилляторов близки к

гармоническим (что соответствует эксперименту) $y(t) = y_0 \sin \omega t$, (скорость $v(t) = v_0 \cdot \cos \omega t$), где $\omega = 2\pi f$, $v_0 = \omega \cdot y_0$. Колебания МОМРС приводят к модуляции длины резонатора $L(t) = L_0 + y_0 \cdot \sin \omega t$ и доплеровскому смещению (переменному) частоты отраженного излучения $\Delta\nu_{D,max} \simeq \frac{2\pi y_0}{\lambda} \cdot f$. Интересно отметить, что при значительной амплитуде колебаний, превышающей $y_{0D} = \frac{\lambda}{2\pi}$, возможен «динамический» резонанс, когда в течение периода колебаний в определенный момент времени (t_0) достигается равенство частот $\Delta\nu_D(t_0) = f$. В связи с тем, что в исследованных ВЛ-МОМРС амплитуды колебаний существенно (более чем на порядок) меньше критического уровня $y_{0D} = \lambda/2\pi$, эффекты, обусловленные указанной особенностью, в настоящей работе не рассматриваются.

С учетом этого характеристики поля в резонаторе, в общем случае, можно приближенно определить с помощью адиабатических инвариантов, которые автоматически учитывают многократные доплер-эффекты в резонаторе [129]:

$$\nu \cdot L = const, \quad \frac{E_0}{\nu} = const, \quad (1.32)$$

где $\nu(t)$, $E_0(t)$ – переменная (текущая) частота и амплитуда световой волны, $L(t)$ – переменная длина резонатора. В нашем случае, в условиях установившихся колебаний, когда $L(t) = L_0 + y_0 \cdot \sin \omega t$, $\left(y_0/L_0 \ll 1\right)$ имеем:

$$\nu_m(t) = \frac{\nu_m}{1 + \frac{y_0}{L_0} \cdot \sin \omega t}, \quad (1.33)$$

где $\nu_m = \frac{\pi c m}{L_0}$, $m = 1, 2, 3 \dots$ – набор собственных частот невозмущенного (статического) резонатора. Условие применимости данного приближения (без учета дисперсии в резонаторе) можно представить в виде [129]:

$$\frac{4\pi}{\Pi_{\Sigma}^2} \cdot \frac{f}{\Delta\nu} \cdot \frac{y_0}{\lambda} \ll 1, \quad (1.34)$$

где $\Delta\nu = \frac{\pi c}{L_0}$ – межмодовый интервал, $\Pi_\Sigma = \alpha \cdot L + \Pi_i - \frac{1}{2} \ln(R_1 \cdot R_2)$ – полные неактивные потери в резонаторе, включающие распределенные (αL); дискретные (Π_i); и потери в зеркалах $\left(-\frac{1}{2} \ln(R_1 \cdot R_2)\right)$

Из (1.34) следует, что чем ниже добротность резонатора – тем выше точность данного приближения. В этой связи отметим, что в рассматриваемых ВЛ-МОМРС наличие в резонаторах различных элементов с потерями (МОМРС;

волоконные разветвители; места соединений различных типов волокон и др.), а также использование полупрозрачных, неидеальных отражателей – МОМРС, которые в ряде случаев обладают неизбежными потерями или пропусканием (в силу механизма создания фотоиндуцированных сил), приводит к сравнительно низкой добротности резонатора, соответствующей $\Pi_\Sigma \gtrsim 1$. Поэтому, в рассматриваемых ВЛ-МОМРС адиабатическое приближение корректно вплоть до частот колебаний $f \simeq \frac{\lambda \cdot \Pi_\Sigma^2}{4\pi y_0} \cdot \Delta\nu$, которые (при $\lambda \simeq 1000 \div 1600 \text{ nm}$, $y_0 \lesssim 10 \text{ nm}$) более чем на порядок (!) превышают межмодовый интервал.

Отдельного рассмотрения требует анализ поля в лазерах с внешним отражателем на основе МОМРС, являющихся, по существу, разновидностью автодинной системы, в которой движение внешнего отражателя является не заданным, как это обычно имеет место, но само возникает под действием фотоиндуцированных сил, т.е. определяется в результате решения самосогласованной задачи. Отметим, что автодинный эффект может проявляться как в одночастотных [131], так и в многочастотных ВЛ [132] с выходным излучением в виде суперпозиции полей отдельных продольных мод.

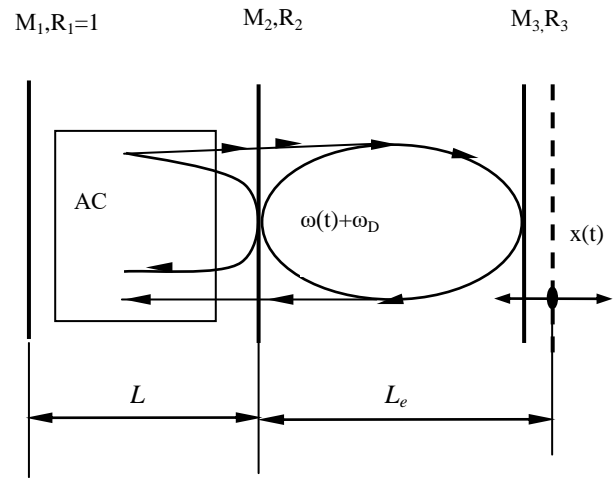


Рис. 1.10 Схема ВЛ-МОМРС с составным резонатором. M_3 – подвижное зеркало (МОМРС); $x(t)$ – смещение МОМРС.

Исследование динамики автодинных систем – сложная задача решение которой возможно лишь в рамках определенных ограничений с использованием тех или иных приближенных методов. В частности, весьма эффективен подход, основанный на замене составного отражателя, состоящего из выходного лазерного зеркала M_2 с пространственно разнесенным от него подвижным отражателем M_3 – МОМРС (рис.1.10), одним «эквивалентным» зеркалом $M_{2эфф}$ с переменными характеристиками, которые определяются интерферометром Фабри-Перо (ИФП), сформированным зеркалами (M_2, M_3). Допустимость указанной замены зависит от многих факторов [131,133]: 1) длины когерентности отдельных мод $l_{ког.i} \simeq \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{v}{\Delta\nu_{\Gamma i}}$, где $\Delta\nu_{\Gamma i}$ ширина линии генерации для i -ой моды, разбросом которых при оценках пренебрегается; ($\Delta\nu_{\Gamma i} = \Delta\nu_{\Gamma}$); 2) расстояния (длины оптического пути) от выходного лазерного зеркала до внешнего отражателя $L_e = |M_2 M_3|$; 3) доплеровского смещения частоты света, отраженного от подвижного отражателя $\Delta\nu_D$; 4) дрейфа частоты генерации лазера $\Delta\nu_m$ за время пробега излучения (τ_e) до внешнего отражателя и обратно, $\tau_e = \frac{2L_e \cdot n}{c}$. Оценки дрейфа частоты, полученные в соответствии с подходом, изложенным в [131], приводят к максимальной величине:

$$\Delta\nu_m \simeq \frac{d\nu_m}{dt} \cdot \tau_e = \beta(1 - R_2) \sqrt{\frac{R_3}{R_2}} \cdot \frac{L_e}{L} \cdot \nu_D \quad (1.35)$$

где β – характеризует ослабление излучения на пути пробега $M_2 \rightarrow M_3 \rightarrow M_2$ (как правило, $\beta \cdot R_3 \ll 1$). Указанная замена на эквивалентное зеркало возможна при выполнении ряда условий:

длина полного оптического пути до внешнего отражателя и обратно существенно меньше длины когерентности:

$$2L_e \ll \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\nu_m}{\Delta\nu_{\Gamma}} \quad (1.36)$$

дрейф частоты генерации за время пробега до внешнего отражателя и обратно не превышает ширину линии генерации:

$$\Delta\nu_m \ll \Delta\nu_{\Gamma} \quad (1.37)$$

доплеровское смещение не выводит частоту отраженного (от M_3) излучения за пределы линии генерации:

$$\Delta\nu_D \ll \Delta\nu_\Gamma \quad (1.38)$$

Отметим, что в исследованных МОМРС с типичными частотами $f = 10\text{kHz} \div 1\text{MHz}$ и амплитудой колебаний $y_0 \lesssim 10\text{nm}$ доплеровское смещение может достигать $\Delta\nu_{D,max} = \frac{4\pi f \cdot y_0}{\lambda} = 1 \div 100\text{kHz}$, тогда как ширина линии генерируемых мод ВЛ, как правило, превышает сотни кГц, а в случае многомодовых лазеров – существенно больше из-за нелинейного взаимодействия мод [134]. В силу многомодовости и достаточно низкой добротности резонаторов условие (1.38) в рассматриваемых ВЛ-МОМРС, как правило, выполняется с большим запасом. При этом соотношение (1.37) достигается автоматически, если выполнено:

$$\beta \cdot (1 - R_2) \sqrt{\frac{R_3}{R_2}} \cdot \frac{L_e}{L} \leq 1, \quad (1.39)$$

которое совместно с (1.36) определяет условия применимости приближения эквивалентного зеркала. Комплексный амплитудный коэффициент отражения эквивалентного зеркала можно представить в виде:

$$r_2 = \sqrt{R_2} + \beta \cdot \sqrt{(1 - R_2) \cdot R_3} \cdot \frac{\exp(-ik \cdot L_e)}{1 - \beta \sqrt{R_2 R_3} \cdot \exp(-ik \cdot L_e)} \quad (1.40)$$

где $L_e(t) = L_{e0} + y_0 \cdot \sin(\omega t)$; волновое число лазерной моды $k(t) = \frac{2\pi\nu(t)}{c}$ определяется из уравнения [131]:

$$2k \cdot L + \beta(1 - R_2) \cdot \sqrt{\frac{R_3}{R_2}} \cdot \sin(2kL_e) = 2\pi \cdot m, \quad m = 1, 2, \dots \quad (1.41)$$

Заметим, что при $\beta \cdot (1 - R_2) \sqrt{\frac{R_3}{R_2}} \ll 1$, и кратном соотношении длин основного и внешнего резонаторов $\frac{L_{e0}}{L} = p$, $p = 1, 2, \dots$, с учетом $y_0 \ll \lambda/2\pi$, собственные частоты мод исходного (статического) ($2kL = 2\pi \cdot m$) и составного нестационарного резонатора (с переменной длиной) практически совпадают.

Необходимо отметить, что в многочастотных ВЛ-МОМРС, в силу различия волновых чисел для различных мод ($k_i \neq k_j, i, j = 1, 2, \dots$), вообще говоря, имеется целый набор эквивалентных коэффициентов отражения (r_{2i}), $i = 1, 2, \dots$, соответствующих индивидуальным модам. Однако, при малой длине внешнего резонатора $L_e \ll \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_{AC}}$, где $\Delta\lambda_{AC}$ – спектральная ширина полосы усиления АС, в силу условий: $\Delta\lambda_{\Gamma} \lesssim \Delta\lambda_{AC}$; $r_{2i} \approx r_{2j} \approx r_2, i, j = 1, 2, \dots$, можно ограничиться одним эффективным коэффициентом отражения (r_2) ИФП, что существенно упрощает описание системы ВЛ-МОМРС с составным резонатором. В дальнейшем, основное внимание будет уделено именно указанному случаю, который при типичных значениях $\lambda = 1000 \div 1600 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_{AC} = 5 \div 50 \text{ nm}$ реализуется при $L_e \lesssim 10 \div 800 \text{ }\mu\text{m}$.

Важным параметром является отношение девиации собственной частоты резонатора $\Delta\nu_m$ (обусловленное модуляцией оптической длины) к ширине однородного усиления $\Delta\nu_m/\gamma_{\perp}$, которое определяет глубину модуляции усиления АС при колебаниях собственной частоты лазерной моды относительно лоренцевого контура усиления АС. Например, в случае АС с однородным уширением в условиях, когда собственная частота резонатора ν_m отличается от центральной частоты перехода АС, $\nu_a \neq \nu_m$ (ν_a – частота в максимуме контура усиления), глубина модуляции усиления при смещениях микроосциллятора ($y(t)$) составляет:

$$\frac{\Delta K_y}{K_y} = \frac{2(\nu_a - \nu_m) \cdot \nu_m}{(\nu_a - \nu_m)^2 + \gamma_{\perp}^2} \cdot \frac{y_0}{L_0} \approx \frac{\nu_m}{\gamma_{\perp}} \cdot \frac{y}{L_0} \cdot \text{sign}(\nu_a - \nu_m) \quad (1.42)$$

Важно подчеркнуть, что в зависимости от знака расстройки частот соотношения $\nu_m > \nu_a$ ($\nu_m < \nu_a$) возможно как увеличение, так и уменьшение усиления при одном и том же смещении микроосциллятора (y).

Поскольку в нормальных условиях кварцевые АС, легированные редкоземельными элементами, в силу аморфной структуры среды характеризуются значительным Штарковским расщеплением (однородным уширением) $\Delta\lambda_{\text{одн}} \approx 1 \div 10 \text{ nm}$, то при типичных длинах лазерных резонаторов

ВЛ ($L \gtrsim 1 \div 10 \text{ м}$) и амплитудах колебаний $y_0 \lesssim 10 \text{ нм}$, модуляцией коэффициента усиления АС, вызванной колебаниями МОМРС, можно пренебречь, $\frac{\Delta K}{K} \lesssim 10^{-5}$. Вместе с тем, в случае одно(мало)частотных ВЛ с коротким резонатором, ($L \simeq 2 \div 10 \text{ мм}$) в условиях $|\nu_a - \nu_m| \simeq \gamma_{\perp}$ глубина модуляции усиления может достигать заметных величин $\frac{\Delta K_y}{K_y} \simeq 3 \cdot 10^{-4} \div 10^{-3}$, которая, в принципе, может приводить к резонансной раскачке и самовозбуждению различных колебательных процессов в ВЛ-МОМРС, например, к раскачке автоколебаний в условиях резонанса $f_{\text{рел.}} \approx f$.

Математические модели рассматриваемых лазерных систем, включают три группы уравнений, описывающих: лазерную подсистему в том или ином приближении; движение МОМРС под действием фотоиндуцированных сил; оптическую связь между ВЛ и МОМРС. Предложенные модели будут подробно рассмотрены в дальнейшем, здесь отметим лишь то, что в зависимости от характера задачи (и необходимой точности) лазерная подсистема рассматривается либо как сосредоточенная («точечная»), либо распределенная система; МОМРС рассматриваются, в основном, в приближении линейного (гармонического) осциллятора с одной степенью свободы; связь МОМРС с лазерным резонатором описывается либо через интерференционную функцию Эйри (ИФП), либо функцию Гаусса – аппроксимирующей коллимированный пучок. Отметим, что, хотя переменное поступательное движение отражающей поверхности, в принципе (в силу релятивистских эффектов), приводит к модуляции как угла отражения, так и амплитуды волны отраженного пучка [135], однако в рассматриваемых схемах ВЛ-МОМРС указанными эффектами можно пренебречь. Отметим, что действие фотоиндуцированных сил приводит не только к поступательному движению участков поверхностей, отражающих лазерное излучение, но также к их деформации, что, вообще говоря, вызывает искажение волнового фронта отраженной волны. Оценки показывают, что в рассматриваемых лазерных системах в большинстве случаев при колебаниях МОМРС влиянием искривления отражающих поверхностей можно пренебречь,

поскольку минимальный радиус кривизны (R) существенно больше длины резонатора, $R \simeq \frac{l^2}{y_0} \gtrsim L$). В отдельных случаях, указанное влияние может приводить к эффекту фокусировки (дефокусировки) отраженного излучения, который приближенно учитывается введением эффективного фокусного расстояния $|F_{\text{эКВ}}| \simeq \frac{R_c(y)}{2}$, где $R_c = \left[\frac{y \cdot \varphi''(x_0)}{(1+(\varphi'(x_0))^2)^{3/2}} \right]^{-1}$ – радиус кривизны участка поверхности МОРС, взаимодействующего с лазерным излучением (в окрестности точки отражения с координатой x_0), $\varphi(x)$ – нормированная форма колебаний МОРС. Отметим также, что поскольку в рассматриваемых лазерных системах мощность излучения ($\bar{P}_{\text{ср}}$) и пиковая интенсивность лазерных импульсов (I_0) в резонаторе достаточно малы: $\bar{P}_{\text{ср}} \simeq 0,1 \div 10 \text{ mW}$; $I_0 \simeq 0,01 \div 0,5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$, при этом характерные частоты импульсов находятся в диапазоне $F \simeq 0,01 \div 10 \text{ MHz}$, то эффектами, обусловленными оптической нелинейностью и дисперсией в волоконном резонаторе ВЛ можно пренебречь.

1.6. Математические модели взаимодействия микроосцилляторов с излучением ВЛ, анализ условий реализации внутренних резонансов

При изучении «низкочастотной» динамики ВЛ-МОРС с характерными временами ($\tau \gg T = \frac{L}{c}$), существенно превышающими время полного обхода резонатора, в зависимости от характера задачи и необходимой точности решения ВЛ целесообразно рассматривать как сосредоточенную (точечную) систему, динамику которой можно описать с помощью обыкновенных дифференциальных уравнений для величин, усредненных по длине резонатора (приближение балансных уравнений). Условия и рамки такого приближения в различных случаях (одномодовый одночастотный (многочастотный); однородное (неоднородное) уширение; поперечно (поляризационно) многомодовый) подробно рассмотрены в ряде фундаментальных работ [24,27,29,30], и здесь лишь отметим, что результаты исследований в данном

приближении будут использованы нами, в основном, для качественного анализа свойств, рассматриваемых ВЛ-МОМРС (хотя в ряде случаев с помощью балансных уравнений достигается количественное описание). В условиях ($f \ll T^{-1}$), когда за период колебаний микроосциллятора излучение многократно обходит резонатор (предполагающийся поляризационно изотропным), динамика ВЛ-МОМРС описывается системой:

$$\dot{\Phi} = \nu \cdot \mu \cdot [K_y(U) \cdot N - K_n(U)] \cdot \Phi + \varepsilon_{sp} \quad (1.43)$$

$$\dot{N} = D \cdot (N_{0p} - N) - B \cdot \Phi \cdot N \quad (1.44)$$

$$\ddot{U} + \frac{\omega_0}{Q} \cdot \dot{U} + \omega_0^2 \cdot U = \frac{1}{m} \cdot F \quad (1.45)$$

где Φ – средняя по объему резонатора плотность фотонов; $K_y(U)$ – коэффициент усиления, зависящий от колебаний микроосциллятора вследствие свипирования собственных частот резонатора относительно Лоренцевского контура усиления АС; N – инверсия населенности в АС; $N_{0p}(R_p)$ – ненасыщенная инверсия, определяется скоростью накачки (R_p), $N_{0p} \sim R_p$; $U = U(t)$ – смещение из положения равновесия (колебания) микроосциллятора с собственной круговой частотой $\omega_0 = 2\pi f$, добротностью Q и эффективной массой m ; $F = F(\Phi(t))$ – эффективная фотоиндуцированная сила, действующая на МОМРС, $F = K_\phi \cdot \Phi^* = K_\phi^* \cdot c \cdot \Phi^*$, где $c \cdot \Phi^*$ – плотность потока излучения, взаимодействующего с микроосциллятором (в общем случае $\Phi^* \neq \Phi$, c – скорость света); $\mu = \frac{l_{AC}}{L}$ – степень заполнения резонатора активной средой; ε_{sp} – характеризует вклад спонтанного излучения в линию генерации. Важно подчеркнуть, что уравнения (1.43-1.45) являются достаточно универсальными, которые при «переопределении» параметров (D, N_{0p}, B) [27] охватывают лазеры с 3-х и 4-х уровневыми активными средами, причем, как с линейным, так и с кольцевым резонатором. Кроме того, введение соответствующих поправок в слагаемые $K_{y,n}(U)$ в (1.43) позволяет охватить также явление кинематической модуляции [136], обусловленное движением активной среды. Коэффициент потерь составляет:

$$K_{\Pi} = \varrho + \frac{1}{l} \left(\Pi - \frac{1}{2} \ln(R_1 R_2) \right) \quad (1.46)$$

где ϱ – учитывает нерезонансные распределенные потери в волоконном резонаторе (включая АС); $\Pi = \Pi_M(U) + \Pi_0$ – суммарные дискретные внутрирезонаторные потери, обусловленные, в том числе, внутрирезонаторной МОМРС ($\Pi_M(U)$); $\left(-\ln(R_1 R_2)^{1/2} \right)$ – характеризует потери на излучение (поглощение) в зеркалах, включая «микроосцилляторное» зеркало на основе МОМРС - ($R_2(U)$).

Эффективный коэффициент отражения микроосцилляторного зеркала (R_2) определяется, во-первых, коэффициентом отражения (R_M) поверхности МОМРС, во-вторых, коэффициентом оптической связи $\xi = \xi(U)$ оптического резонатора ВЛ с МОМРС - эффективностью обратного ввода излучения в резонатор (в данном случае - в автоколлиматор) после отражения от МОМРС):

$$R_2(U) = R_M \cdot \xi(U) \quad (1.47)$$

Фотоиндуцированные деформации отражающей поверхности МОМРС приводят к модуляции коэффициента связи $\xi = \xi(U(t))$, характер которой существенно зависит от геометрооптических параметров в системе световод (автоколлиматор) – МОМРС: (продольных (H_0), поперечных (Δ_0) и угловых рассогласований (φ_0) оптических осей световода и МОМРС и др. (рис.1.12)). В Гауссовом приближении структура отраженного пучка на входе в световод (автоколлиматор) полностью определяется местоположением перетяжки пучка относительно торца световода и радиусом перетяжки (w), при этом исходный радиус перетяжки (радиус моды) на выходе из световода составляет [137]:

$$w_0 \approx \left(0,65 + 1,62 \cdot V^{-3/2} + 2,88 \cdot V^{-6} \right) \cdot a \quad (1.48)$$

где a – радиус сердцевины световода, $V = \frac{2\pi a}{\lambda} \cdot NA$ – волноводный параметр световода, NA – числовая апертура.

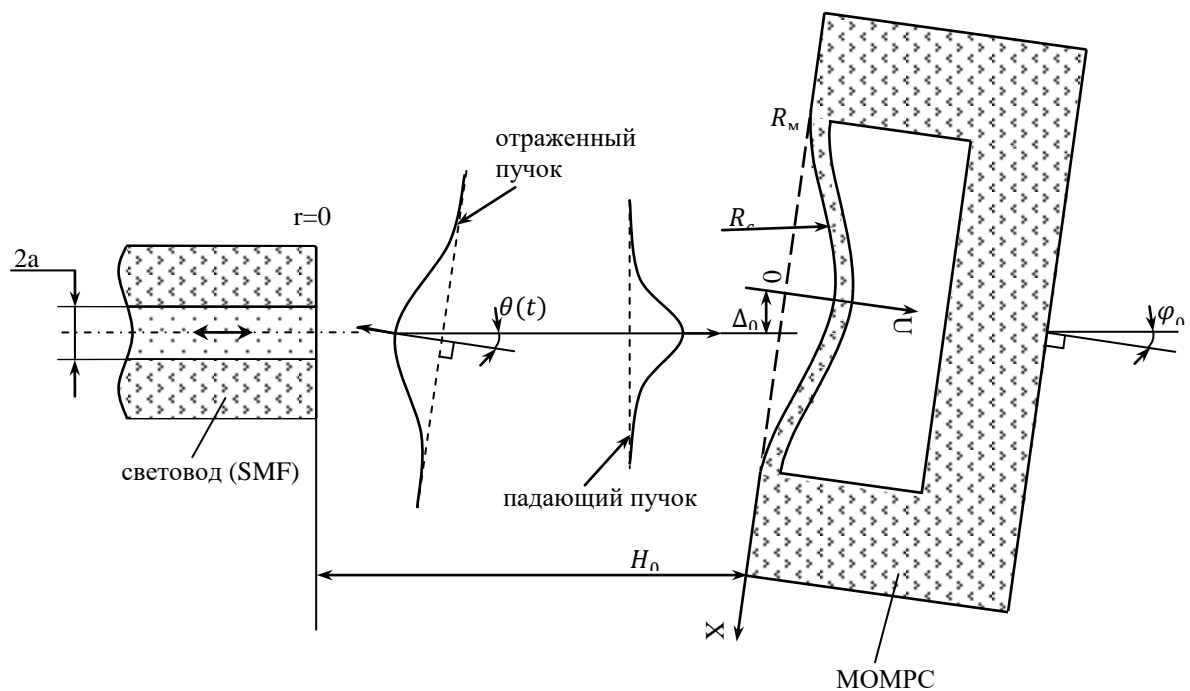


Рис.1.11. Схема микроосцилляторного зеркала резонатора ВЛ. Δ_0 ; φ_0 – поперечное и угловое рассогласование оптических осей световода и МОМРС, H_0 – исходное продольное смещение.

Для простоты, в дальнейшем ограничимся рассмотрением МОМРС с одномерным колебательным элементом (микробалкой), когда искривленную отражающую поверхность МОМРС можно рассматривать как цилиндрическое зеркало с радиусом кривизны $R_c = R_c(U)$ с фокусным расстоянием $F_{\text{экв.}} = R_c/2$.

При этом характеристики отраженных пучков на торцевой (входной) поверхности световода можно рассчитать с помощью формул преобразования Гауссовых пучков [138, 139], позволяющих определить эффективность обратного ввода в световод (в резонатор). В связи с тем, что Гауссовы пучки, отраженные от двумерных искривленных отражающих поверхностей с различными радиусами кривизны в перпендикулярных сечениях, могут рассматриваться независимо [139], то отмеченное условие одномерности МОМРС не играет принципиальной роли. В приближении $R_c \approx l^2/y_0 \gg \frac{4\pi^2 \cdot w^4}{\lambda^2 \cdot H_0}$, которое в силу условий $y_0 \lesssim 10 \text{ нм}$, $H_0 \approx 5 \div 1000 \text{ мкм}$, $l \gtrsim 100 \text{ мкм}$ в

исследованных ВЛ-МОМРС выполняется с большим запасом, коэффициент связи представляется в виде [138]:

$$\xi(U) \approx \left[1 + \left(\frac{\lambda H_0}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{-1} \cdot \left[\frac{1}{4} \left(\sqrt{\frac{R_0}{R_0}} + \sqrt{\frac{R_0}{\bar{R}_0}} \right)^2 + \frac{(\Delta d)^2}{R_0 \cdot \bar{R}_0} \right]^{-1} \cdot \exp \left(-\frac{\Delta^2}{w_0^2} - \frac{\theta^2}{\theta_0^2} \right) \quad (1.49)$$

где параметры:

$$R_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}; \theta_0 = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0}; \bar{R}_0(U) = \frac{R_0}{(1 - 2H_0/R_c)^2 + (R_0/R_c)^2}; \quad (1.50)$$

$$\Delta d(U) \approx \frac{R_c}{2} \cdot \left(1 - \frac{2H_0}{R_c} \right) \cdot \left(1 - \frac{1}{(1 - 2H_0/R_c)^2 + (R_0/R_c)^2} \right) \quad (1.51)$$

Поперечное смещение оси отраженного пучка составляет $\Delta(U) \approx 4 \cdot \varphi_0 \cdot H_0 + \alpha(\Delta_0, \varphi_0, H_0) \cdot U$; угол между осями падающего и отраженного пучков составляет $\theta(U) \approx 2 \cdot \varphi_0 + \beta(\Delta_0, \varphi_0, H_0) \cdot U$, где зависимости коэффициентов α и β от параметров системы световод (автоколлиматор) – МОМРС ввиду их сложности определяются экспериментально. Подчеркнем, что изложенный выше подход позволяет единым образом рассмотреть оптическую связь МОМРС с основной модой как стандартного одномодового световода, так и градиентной линзы (коллиматора) в автоколлиматорной схеме, поскольку в Гауссовом приближении они отличаются лишь количественно – значением одного параметра – радиуса перетяжки w_0 (радиуса моды), который в обычных световодах близок к радиусу сердцевины: $w_0 \simeq a = 2 \div 5 \mu\text{m}$, тогда как для стержневого коллиматора («градана») составляет: $w_0 = 50 \div 300 \mu\text{m}$. Отметим, что рамки данного приближения ограничены также условиями:

$$2w(H_0) \lesssim \frac{\lambda_{\text{зв}}}{2}, \quad b, \Delta_0 \ll \frac{\lambda_{\text{зв}}}{2} \quad (1.52)$$

где $2w(H_0) = 2w_0 \cdot \left(1 + \left(\frac{2H_0 \cdot \lambda}{\pi \cdot w_0^2} \right)^2 \right)$ – размеры падающего пучка на месте расположения МОМРС; $\lambda_{\text{зв}} = v_{\text{зв}}/f$ – длина стоячей изгибной (звуковой) волны для возбуждаемой моды собственных поперечных колебаний МОМРС с частотой f ($v_{\text{зв}}$ – скорость распространения изгибных волн в микробалке [140, 141], b – ширина микробалки), означающими, что размеры проекции пучка на

МОМРС малы в сравнении с длиной звуковой волны в микробалке и ее ширины. В экспериментах при типичных значениях $H_0 \lesssim 100 \mu m$, $l \gtrsim \lambda_{зв} \gtrsim 200 \mu m$, $w_0 \lesssim 100 \mu m$ условие (1.46) выполняется с достаточным запасом. При ширине микробалки $b < 2w(H_0)$ эффективность обратного ввода, уменьшается пропорционально коэффициенту $\kappa \left(\frac{b}{2w} \right) < 1$.

Выше предполагалось отсутствие сигнала, отраженного от выходного торца световода ($r = 0$, например, за счет просветления). В случае $r \neq 0$ отражающая торцевая поверхность световода и зеркальная поверхность МОМРС формируют интерферометр Фабри-Перо (ИФП) с эффективным коэффициентом отражения (R_2^*) - функцией Эйри [142], которая в случае низкодобротных ИФП, ($r, R_m, \xi \lesssim 1$), имеет вид:

$$R_2^*(U) \approx r + (1 - r)^2 \cdot R_2(U) + 2(1 - r)\sqrt{r \cdot R_2(U)} \cdot \cos\left(\frac{4\pi(H_0 + U)}{\lambda} + \varphi_m\right) \quad (1.53)$$

где $R_2 = R_2(U)$ – определяется формулой (1.47); φ_m – постоянный сдвиг фазы, возникающий при отражении света от МОМРС. В условиях $\varphi_0 = 0$, $\Delta_0 = 0$, полагая в формуле (1.47) $R_2(U) \approx R_{20} = const$, получим:

$$R_2^* \approx R_{20}^* + R_{2U}^* \cdot \cos\left(\frac{4\pi U}{\lambda} + \varphi_0\right), \quad (1.54)$$

где $\varphi_0 = \varphi_m + \frac{4\pi H_0}{\lambda}$, $R_{2U}^* = 2 \cdot (1 - r) \cdot \sqrt{r \cdot R_{20}}$, $R_{20}^* = r + (1 - r)^2 \cdot R_{20}$.

В линейном приближении имеем:

$$R_2'(U) \approx R_{20}' + R_{2U}' \cdot U, \quad (1.55)$$

где $R_{20}' = R_{20}^*$, $R_{2U}' = -\frac{4\pi}{\lambda} \cdot R_{2U}^* \cdot \sin(\varphi_0)$.

В оптоволоконных внутрирезонаторных МОМРС модуляция коэффициента пропускания $\Pi_m = \Pi_m(U(t))$ в условиях лазерного возбуждения колебаний может обуславливаться: поперечным смещением осей приемно-передающих световодов; макро-и микроизгибами; туннелированием излучения из световода в подложку; перекачкой оптической мощности из одних мод в другие и др. (Гл. 4), приводящих к зависимостям $\Pi_m(U)$, определяемым

оптическими свойствами специальных световодов и конструкцией оптоволоконных МОМРС.

В итоге: зависимости коэффициента пропускания внутрирезонаторного микроосциллятора $\Pi_M = \Pi_M(U)$; эффективного коэффициента отражения зеркала на основе МОМРС, $R_2 = R_2(U)$; коэффициента отражения ИФП, $R'_2 = R'_2(U)$ от колебаний МОМРС можно представить в виде:

$$\Pi_M(U) = \Pi_{M0} + \Pi_U \cdot U + \Delta\Pi_M(U^2, \dots), \quad (1.56)$$

$$R_2(U) = R_{20} + R_{2U} \cdot U + \Delta R_2(U^2, \dots), \quad (1.57)$$

$$R'_2(U) = R'_{20} + R'_{2U} \cdot U + \Delta R'_2(U^2, \dots), \quad (1.58)$$

где постоянные составляющие Π_{M0} , R_{20} , R'_{20} , а также коэффициенты линейного разложения Π_U , R_{2U} , R'_{2U} имеют сложную зависимость от параметров системы (H_0 , Δ_0 , φ_0 и др.), и как правило, определяются экспериментально. Поправки высших порядков $\Delta\Pi_M(U^2, \dots)$; $\Delta R_2(U^2, \dots)$, $\Delta R'_2(U^2, \dots)$ учитывают нелинейность и обеспечивают ограниченность значений $\Pi_M(U)$, $R_2(U)$ и $R'_2(U)$ при значительных смещениях U (т.к. $\Pi_M(U)$, $R_2(U)$, $R'_2(U) \leq 1$). В результате, в линейном приближении, коэффициент потерь в ВЛ-МОМРС (1.46) имеем вид:

$$K_{\Pi}(U) \approx K_{\Pi 0} + K_{\Pi U} \cdot U = K_{\Pi 0} \cdot \left(1 + \frac{K_{\Pi U}}{K_{\Pi 0}} \cdot U\right) \quad (1.59)$$

где модулированная часть $|K_{\Pi U} \cdot U| \ll K_{\Pi 0}$ – постоянная составляющая потерь.

В итоге, в рамках линейного приближения, ограничившись линейным разложением усиления $K_y(U) \approx K_{y0} + K_{yU} \cdot U$, математическая модель ВЛ-МОМРС представляется системой нелинейных уравнений:

$$\dot{\Phi} = \nu \cdot \mu \cdot [(K_{y0} \cdot N - K_{\Pi 0}) - (K_{\Pi U} - K_{yU}) \cdot U] \cdot \Phi + \varepsilon_{sp} \quad (1.60)$$

$$\dot{N} = D \cdot (N_{op} - N) - B \cdot \Phi \cdot N \quad (1.61)$$

$$\dot{U} = S \quad (1.62)$$

$$\dot{S} = \frac{K_{\Phi} \cdot \Phi^*}{m} - \frac{\omega_0}{Q} \cdot S - \omega_0^2 \cdot U \quad (1.63)$$

Важно подчеркнуть, что в уравнении (1.63) величина Φ^* представляет именно ту часть полной мощности лазерного излучения в резонаторе, которая взаимодействует с микроосциллятором. В этой связи отметим, что для

оптоволоконных внутрирезонаторных МОМРС, где оба встречных потока излучения взаимодействуют с микроосциллятором, $\Phi^* = \Phi$; тогда как микрорезонаторные зеркала взаимодействуют лишь с тем потоком, который распространяется в направлении к МОМРС. С учетом этого, в случае линейного двухзеркального резонатора:

$$\Phi^* = \frac{\Phi}{1+R_2(U)} \approx \frac{\Phi}{1+R_{20}} \cdot \left(1 - \frac{R_{2U} \cdot U}{1+R_{20}}\right) \quad (1.64)$$

а в случае составного (трехзеркального) резонатора (рис.1.11), с учетом низкой добротности ИФП:

$$\Phi^* = \frac{\Phi \cdot (1-r)}{1+R_2(U)} \approx \frac{(1-r) \cdot \Phi}{1+R_{20}} \cdot \left(1 - \frac{R_{2U} \cdot U}{1+R_{20}}\right) \quad (1.65)$$

Отметим, что формула (1.65) позволяет охватить все три указанных случая, поскольку, полагая $r = 0$ получим формулу (1.64); а при $r = 0$, $R_{20} = 0$ и $R_{2U} = 0$ имеем случай внутрирезонаторного МОМРС, $\Phi^* = \Phi$.

Стационарные состояния (Φ_0, N_0, U_0) системы ВЛ-МОМРС (1.43-1.45) определяются из условий $\dot{\Phi} = 0$; $\dot{N} = 0$; $\dot{U} = 0$; $\dot{S} = 0$; $(S = 0)$, которые в линейном приближении приводят к решениям:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_0 &\approx \frac{D}{B} \left(\frac{K_{y0}}{K_{п0}} \cdot N_{0p} - 1 \right) \cdot \left[1 + \frac{K_{y0} \cdot N_{0p}}{K_{п0}} \cdot \left(\frac{K_{пU}}{K_{п0}} - \frac{K_{yU}}{K_{y0}} \right) \cdot \frac{(1-r)}{1+R_{20}} \cdot \frac{K_{\phi}}{m \cdot \omega_0^2} \right]^{-1} \\ N_0 &\approx \frac{K_{п0}}{K_{y0}} \cdot \left[1 + \left(\frac{K_{пU}}{K_{п0}} - \frac{K_{yU}}{K_{y0}} \right) \cdot \frac{K_{\phi}}{m \cdot \omega_0^2} \cdot \frac{(1-r)}{1+R_{20}} \cdot \Phi_0 \right] \\ S_0 &= 0; \quad U_0 = \frac{K_{\phi}}{m \cdot \omega_0^2} \cdot \frac{(1-r)}{1+R_{20}} \cdot \Phi_0 \end{aligned} \right\} (1.66)$$

Решения (Φ_0, N_0, S_0, U_0) четко демонстрируют влияние микроосциллятора на плотность фотонов в резонаторе и инверсию населенностей, которые зависят от разности относительных изменений потерь в резонаторе и усиления в АС, обусловленных смещением микроосциллятора. В зависимости от знака указанной разности и направления фотоиндуцированной силы (определяемой знаком коэффициента (K_{ϕ})) возможны изменения в обе стороны.

С целью исследования устойчивости положения равновесия (Φ_0, N_0, S_0, U_0) , представим решения в виде $\Phi(t) = \Phi_0 + \phi(t)$; $N(t) = N_0 + n(t)$; $S(t) = S_0 + s(t)$; $U(t) = U_0 + u(t)$, в итоге, уравнения для отклонений имеют вид:

$$\dot{\phi} = \alpha_n \cdot n - \alpha_U \cdot u \quad (1.67)$$

$$\dot{n} = -\beta_n \cdot n - \beta_\phi \cdot \phi \quad (1.68)$$

$$\dot{u} = s \quad (1.69)$$

$$\dot{s} = \frac{K_\phi}{m} \cdot \frac{(1-r)}{1+R_{20}} \cdot \phi - \frac{\omega}{Q} \cdot s - \left(\omega_0^2 + \frac{(1-r) \cdot K_\phi \cdot \Phi_0 \cdot R_{2U}}{1+R_{20}} \right) \cdot u \quad (1.70)$$

где коэффициенты: $\alpha_n = K_{y0} \cdot N_0 \cdot \Phi_0$; $\alpha_U = (K_{nU} - K_{yU} \cdot N_0) \cdot \Phi_0$; $\beta_n = D + B \cdot \Phi_0$; $\beta_\phi = B \cdot N_0$.

Система уравнений (1.67-1.70) приводится к виду:

$$\begin{cases} \ddot{\phi} + \frac{\omega_L}{Q_L} \cdot \dot{\phi} + \omega_L^2 \cdot \phi = -\alpha_n \cdot \beta_n \cdot u - \alpha_U \cdot \dot{u} & (1.71) \\ u + \frac{\omega_M}{Q} \cdot \dot{u} + \omega_M^2 \cdot u = \frac{K_\phi}{m} \cdot \frac{(1-r)}{1+R_{20}} \cdot \phi & (1.72) \end{cases}$$

где $\omega_L = (\alpha_n \cdot \beta_\phi)^{1/2}$; $Q_L = \frac{(\alpha_n \cdot \beta_\phi)^{1/2}}{\beta_n}$ – соответственно круговая частота $\omega_L = 2\pi \cdot f_{rel.}$ и декремент затухания (добротность) релаксационных колебаний в ВЛ, ω_M – «смещенная» собственная частота МОМРС ($\left| \frac{\omega_M - \omega_0}{\omega_0} \right| \ll 1$):

$$\omega_M = \omega_0 \cdot \left(1 + \frac{(1-r) \cdot K_\phi \cdot \Phi_0 \cdot R_{2U}}{(1+R_{20}) \omega_0^2} \right)^{1/2} \quad (1.73)$$

Уравнения (1.71-1.72) показывают, что в рассматриваемом приближении ВЛ-МОМРС представляет собой систему из двух связанных осцилляторов, один из которых моделирует релаксационные колебания в лазере, а другой – микроосциллятор со смещенной частотой (1.73).

Как известно [143], в автономной системе связанных осцилляторов в условиях резонанса $\omega_L \approx \omega_M$ возможны синхронные автоколебания с единой частотой (ω), которая в данном случае определяется действительным корнем уравнения частот:

$$(\omega^2 - \omega_M^2) \cdot (\omega^2 - \omega_L^2) + \frac{(1-r)}{1+R_{20}} \cdot \frac{\alpha_n \cdot \beta_n \cdot K_\phi}{m} - \frac{\omega_L \cdot \omega_M}{Q_L \cdot Q_M} \cdot \omega^2 \approx 0 \quad (1.74)$$

Отметим, что в уравнении (1.74) предполагается $Q_L, Q_M \gg 1$. В зависимости от значений параметров системы, а также знака коэффициента (α_U) в указанной системе могут возбуждаться автоколебания либо на высшей частоте ω_{max} , либо

на низшей частоте ω_{min} , при этом автоколебания возможны лишь при значениях коэффициента $|\alpha_U| \gtrsim |\alpha_U|_{кр}$, где критическое значение зависит от расстройки парциальных частот $\left(\left|\frac{\omega_l - \omega_m}{\omega}\right|\right)$ и коэффициентов затухания:

$$|\alpha_U|_{кр} \approx \left(\frac{\omega_m}{2Q_m} \cdot \frac{(\omega^2 - \omega_l^2) \cdot m}{|K_\phi|} + \frac{\omega_l}{2Q_l} \cdot \frac{(\omega^2 - \omega_m^2) \cdot m}{|K_\phi|} \right) \cdot \frac{1 + R_{20}}{1 - r} \quad (1.75)$$

Частота автоколебаний составляет (1.74):

$$\omega^2 \approx \omega_m^2 - \frac{\left(\frac{\omega_m \cdot \omega_l \cdot \omega_m^2}{Q_m \cdot Q_l} - \frac{\alpha_n \beta_n \cdot K_\phi \cdot (1 - r)}{m \cdot (1 + R_{20})} \right)}{(\omega_l^2 - \omega_m^2)} \quad (1.76)$$

откуда видно, что она тем ближе к частоте микроосциллятора, чем больше его добротность и чем слабее связь между «осцилляторами» $\frac{\alpha_n \beta_n \cdot K_\phi \cdot (1 - r)}{m \cdot (1 + R_{20})}$. Таким образом, в этом случае микроосциллятор, по существу, выступает в роли стабилизатора частоты автоколебаний в системе ВЛ-МОМРС (аналог «кварцевой» стабилизации в радиотехнике). Важно подчеркнуть, что в соответствии с (1.75), высокий коэффициент оптического усиления в ВЛ $K_y(U)$ (с учетом потерь $K_n(U)$) обеспечивает возможность возбуждения автоколебаний при значениях параметров МОМРС, когда известные механизмы [3,13,52] являются неэффективными.

Получим оценки параметров системы, позволяющих реализовать режим синхронных автоколебаний в условиях резонанса $\omega_l \approx \omega_0$ в модели ВЛ-МОМРС, например, с автоколлиматорной связью, в которой фотоиндуцированные силы обусловлены, в частности, давлением света.

Полагая $R_1 = 1$, $R_2(\theta) \approx R_m \left(1 + \left(\frac{\lambda H_0}{\pi \cdot w_0^2} \right)^2 \right)^{-1} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}\right)$ – эффективный коэффициент отражения микроосцилляторного зеркала, $\theta(t) = \varphi_0 + \theta'(t)$ – полный угол отклонения, φ_0 – исходный угол ($\varphi_0 \approx \theta_0$), $\theta'(t)$ – переменное отклонение под действием давления света ($\theta'(t) \ll \varphi_0$).

Угловое отклонение θ' определяется из уравнения для вращательного движения микроосцилляторного зеркала:

$$J \cdot \ddot{\theta}' = K_\phi \cdot \Phi \cdot l - K_* l^2 \cdot \theta' - F_{тр} \cdot l \quad (1.77)$$

где $J = \frac{1}{3}ml^2$ – момент инерции микроосцилляторного зеркала относительно оси вращения; $K_\phi \cdot \Phi \cdot l$ – момент силы давления света; $K_* l^2 \cdot \theta'$ – момент силы упругости; $F_{тр} \cdot l$ – момент силы трения (для простоты предположим, что пучок падает в область «свободного» конца микроосцилляторного зеркала в виде, например, микроконсоли). С учетом соотношения между смещением «свободного» конца (u) и угловым отклонением $\theta' = u/l$ уравнение (1.77) можно представить в виде:

$$\ddot{u} + \frac{\omega_M}{Q} \cdot \dot{u} + \omega_M^2 \cdot u = \frac{K'_\phi \cdot \Phi}{m} \quad (1.78)$$

где $K'_\phi = 3\pi R_M \cdot \varepsilon_\phi \cdot a^2$ ($\varepsilon_\phi = h\nu$ – энергия фотонов, сила давления отраженного света $F = 2 \cdot R_M \cdot \pi a^2 \cdot \varepsilon_\phi \cdot \Phi^*$). В рассматриваемой схеме потери составляют:

$$K_\Pi = \varrho - \frac{1}{2} \ln R_M + \frac{1}{2} \ln \left[1 + \left(\frac{\lambda H_0}{\pi \cdot w_0^2} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \frac{\varphi_0^2}{\theta_0^2} + \frac{\varphi_0}{\theta_0^2 \cdot l} \cdot u \quad (1.79)$$

откуда имеем, $K_{\Pi 0} = \varrho - \frac{1}{2} \ln R_M + \frac{1}{2} \ln \left[1 + \left(\frac{\lambda H_0}{\pi \cdot w_0^2} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \frac{\varphi_0^2}{\theta_0^2}$; $K_{\Pi U} = \frac{\varphi_0}{\theta_0^2 \cdot l}$;

Эффект модуляции усиления вследствие свипирования собственной частоты резонатора при колебаниях МОМРС, особенно ярко проявляется в случае одночастотного ВЛ с достаточно коротким резонатором. В этом случае, с учетом соотношения $K_{y0} \approx K_{\Pi 0} / N_0$, необходимое условие существования автоколебаний (1.69) имеет вид:

$$\left| \frac{\varphi_0}{\theta_0^2 \cdot l} - \frac{K_{\Pi 0}}{L} \cdot \left(\frac{2 \cdot (\nu_a - \nu_m) \cdot \nu_m}{(\nu_a - \nu_m)^2 + \gamma_\perp^2} \right) \right| \frac{|K'_\phi| \cdot \Phi_0}{m(1+R_{20})} > \left(\frac{\omega_M}{2Q_M} \cdot (\omega^2 - \omega_L^2) + \frac{\omega_L}{2Q_L} (\omega^2 - \omega_M^2) \right) \quad (1.80)$$

где левая часть содержит параметры, характеризующие, в основном, ВЛ и фотоиндуцированные деформации, а правая часть – МОМРС. Соотношение (1.80) четко показывает, что автоколебания могут возникать как за счет модуляции добротности (при $\varphi_0 \neq 0$), так и за счет модуляции усиления (при $\nu_m \neq \nu_a$), обусловленных колебаниями МОМРС. Важно подчеркнуть, что модуляция усиления открывает возможности для существования автоколебаний в ВЛ-МОМРС с двухзеркальным! резонатором в условиях плоско-

параллельных зеркал (при $\varphi_0 = 0$), когда колебания МОМРС не приводят к заметной модуляции добротности лазерного резонатора!

Приведенное выше рассмотрение отражает, в основном, качественную сторону явлений в ВЛ-МОМРС, т.к. из-за значительной протяженности резонатора ВЛ и особенностей схемы накачки, приводящих к неоднородностям в АС, точечная модель может не обеспечить необходимой точности не только в динамических режимах, но также в условиях стационарной генерации [144]. В этой связи, на основе уравнений переноса излучения в ВЛ, рассматриваемых как распределенные системы [121], нами предложены модели ВЛ-МОМРС, позволяющие исследовать их динамику в низкочастотном ($f \lesssim \Delta\nu$) диапазоне. Высокочастотные колебания и синхронизация мод, принципиально зависящая от фазовых соотношений между различными волнами в ВЛ-МОМРС, рассмотрены отдельно в Гл.3). Во всех случаях рассмотрение проведено в рамках некогерентного взаимодействия излучения с АС, при этом, благодаря сравнительно низкой интенсивности излучения в резонаторе ($I_{\text{имп.}} \lesssim 0,5 \frac{\text{МВт}}{\text{см}^2}$) и частоты импульсов ($f \lesssim 20 \text{ МГц}$) пренебрегается оптической нелинейностью и дисперсией в резонаторе. Кроме того, предполагаются достаточно малыми мощность накачки, направляемой в АС (P_p) и мощность лазерного излучения (P_s) в ВЛ-МОМРС (в наших экспериментах, как правило, $P_p \lesssim 100 \text{ мВт}$, $P_s \lesssim 20 \text{ мВт}$), которые в режиме установившихся регулярных колебаний при частотах $f \gtrsim 100 \text{ кГц}$ позволяют пренебречь влиянием весьма инерционных термооптических и фотоиндуцированных [25,26] эффектов в АС.

Динамика кольцевого ВЛ-МОМРС бегущей волны с внутррезонаторным МОМРС (рис.1.12) описывается системой:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{1}{c^*} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = B(K_y(U) \cdot N - \varrho) \Phi + \varepsilon_{sp} \quad (1.81)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D(N_{0p} - N) - B \cdot N \cdot \Phi \quad (1.82)$$

$$U + \frac{\omega}{Q} \cdot \dot{U} + \omega^2 U = \frac{K_\Phi \cdot \Phi}{m} \quad (1.83)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} \Phi(l_{M-}, t) &= \Pi_{CM} \cdot \Phi\left(l_C, t - \frac{l_{CM}}{c^*}\right); \Phi(l_{M+}, t) = \Pi_M(U) \cdot \Phi(l_{M-}, t); \\ \Phi(0, t) &= \Pi_{MA} \cdot \Phi\left(l_{M+}, t - \frac{l_{MA}}{c^*}\right) \end{aligned} \quad (1.84)$$

где $\Phi(z, t), N(z, t)$ – соответственно плотность излучения в резонаторе и инверсия в АС ($0 \leq z \leq l_C$); $U(t)$ – колебания МОМРС с коэффициентом пропускания $\Pi_M(U)$, расположенного в точке с координатой $z = l_M$. Пассивные участки световодов (СМ) и (МА) с длинами l_{CM} и l_{MA} характеризуются коэффициентом пропускания Π_{CM} и Π_{MA} ; $l_{AC} + l_{CM} + l_{MA} = L$ – полная длина резонатора. Зависимостью модового состава резонатора от смещений МОМРС пренебрегаем: $K_y(U) = const = K_{y0}$.

В случае оптоволоконных МОМРС (Гл.IV) с изгибными потерями:

$$\Pi_M(U) \simeq \Pi_0 \cdot \exp(-\gamma(U) \cdot l) \quad (1.85)$$

где $\gamma(U) \simeq \gamma_0 \cdot \exp\left(-\frac{R_c}{R_{кр}}\right)$, R_c – радиус изгиба оптоволоконного КЭ, $R_c \simeq \frac{l^2}{8U}$;

$R_{кр}$ – критический радиус [137].

В случае туннелирования излучения [145,275]:

$$\Pi_M(U) \simeq \Pi_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta_0 + U}{\Delta}\right), \quad (\Delta_0 - \text{исходный зазор}, \Delta, \Delta_0 \lesssim \lambda) \quad (1.86)$$

Точные зависимости $\Pi_M(U)$ достаточно сложны и могут быть определены с помощью численных методов.

Рассматриваемая модель позволяет исследовать ВЛ-МОМРС с кольцевым резонатором также с микроосцилляторным зеркалом (рис.1.8,е), в этом случае в

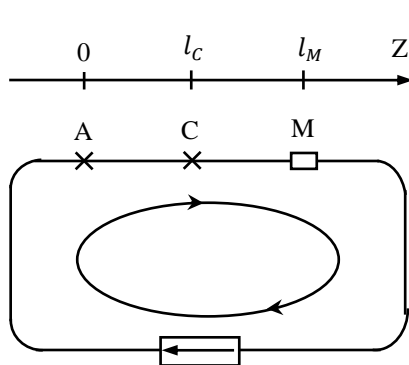


Рис.1.12. Схема ВЛ-МОМРС с кольцевым резонатором

граничных условиях (1.84) функцию $\Pi_M(U)$ следует заменить на эффективный коэффициент отражения $R(U)$ (1.57,1.58).

В отличие от кольцевого лазера, где взаимодействие всех генерируемых мод с АС осуществляется в одинаковых условиях,

математическая модель ВЛ-МОМРС с линейным резонатором (рис.1.13) значительно сложнее. В

них крупно- и мелкомасштабная пространственная решетка в инверсии из-за неоднородной накачки АС, частичного заполнения резонатора, а также «выжигания» пространственных дыр инверсии (ПДИ) приводит к взаимной связи возбуждаемых мод и к различию условий взаимодействия для разных мод с АС. Инверсия в АС имеет вид [27]:

$$N(z, t) = N_0(z, t) + [N_1(z, t) \cdot \exp(i2kz) + k, c] \quad (1.87)$$

где $N_0(z, t)$ – медленная составляющая инверсии вдоль оси (0Z); $N_1(z, t)$ – амплитуда колебаний инверсии с пространственным периодом, равным половине длины волны лазерного излучения $\lambda_s/2$. Точные уравнения, учитывающие указанные эффекты [24,112], весьма сложны, вместе с тем, характерная особенность волоконных лазеров – значительная длина оптического резонатора и связанный с этим малый межмодовый интервал и, соответственно, большое количество возбуждаемых мод, приводит к существенному сглаживанию как пространственной решетки, так и временных возмущений в АС из-за наложения большого количества гармоник с различными частотами [146]. В этом случае фазовые соотношения между полем мод и коэффициентом усиления (инверсией) перестает играть существенную роль, и амплитуды всех генерируемых мод изменяются со временем по одинаковому закону. Как показано в работах [121,147], уравнения переноса излучения в ВЛ, в основном, обеспечивают количественное описание динамики ВЛ в режиме модуляции добротности резонатора, по крайней мере, в диапазоне частот до десятков наносекунд.

С учетом этого, динамика линейного ВЛ-МОМРС с внутриврезонаторным МОМРС описывается системой:

$$\pm \frac{\partial \Phi_i}{\partial z} + \frac{1}{c^*} \cdot \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} = (K_y(U) \cdot N - \rho) \Phi_i + \varepsilon_{sp}. \quad (1.88)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D(N_{0p} - N) - B \cdot N(\Phi_1 + \Phi_2) \quad (1.89)$$

$$\ddot{U} + \frac{\omega}{Q} \dot{U} + \omega^2 \cdot U = \frac{K_\phi \cdot (\Phi_1 + \Phi_2)}{m} \dots\dots\dots (1.90)$$

с граничными условиями:

$$\left. \begin{aligned}
 \Phi_1(0, t) &= R_1 \cdot \Pi_{M_1A}^2 \cdot \Phi_2 \left(0, t - \frac{2l_{M_1A}}{c^*} \right) \\
 \Phi_1(l_{M-}, t) &= \Pi_{CM} \cdot \Phi_1 \left(l_c, t - \frac{l_{CM}}{c^*} \right) \\
 \Phi_1(l_{M+}, t) &= \Pi_M(U) \cdot \bar{\Phi}_1(l_{M-}, t) \\
 \Phi_2(l_{M+}, t) &= R_2 \cdot \Pi_{MM_2}^2 \cdot \Phi_1 \left(l_{M+}, t - \frac{2l_{MM_2}}{c^*} \right) \\
 \Phi_2(l_{M-}, t) &= \Pi_M(U) \cdot \Phi_2(l_{M+}, t); \\
 \Phi_2(l_c, t) &= \Pi_{MC} \cdot \Phi_2 \left(l_{M-}, t - \frac{l_{CM}}{c^*} \right)
 \end{aligned} \right\} (1.91)$$

где $\Phi_{1,2}(z, t)$ – плотности излучения встречных волн, распространяющихся в положительном (1) или отрицательном (2) направлениях вдоль OZ . $N(z, t)$ – инверсия в АС ($0 \leq z \leq l_c$); координата микроосциллятора $z = l_M$; $M_{1,2}$ – зеркала резонатора с коэффициентами отражения $R_{1,2}$; (M_1A) , (CM) и (MM_2) – участки пассивных световодов с длинами l_{M_1A} , l_{CM} и l_{MM_2} и с пропусканием: Π_{M_1A} , Π_{CM} и Π_{MM_2} ; полная длина резонатора, $L = l_{M_1A} + l_{AC} + l_{CM} + l_{MM_2}$. В дальнейшем ограничимся рассмотрением ВЛ-МОМРС с достаточно длинными резонаторами, где модуляцией усредненного усиления можно пренебречь, $K_y(U) = const = K_{y0}$.

В линейных ВЛ-МОМРС с микроосцилляторным зеркалом (M_2) уравнения (1.88;1.89) остаются без изменений, а уравнение движения микроосциллятора (1.90) и граничные условия преобразовываются к виду:

$$\pm \frac{\partial \Phi_i}{\partial z} + \frac{1}{c^*} \cdot \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} = (K_y(U) \cdot N - \varrho) \Phi_i + \varepsilon_{sp}. \quad (1.92)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D(N_{0p} - N) - B \cdot N(\Phi_1 + \Phi_2) \quad (1.93)$$

$$\ddot{U} + \frac{\omega}{Q} \cdot \dot{U} + \omega^2 \cdot U = \frac{K_\phi \cdot \Pi_{CM_2} \cdot \Phi_1 \left(l_c, t - \frac{l_{CM_2}}{c^*} \right)}{m} \quad (1.94)$$

$$\Phi_1(0, t) = R_1 \cdot \Pi_{M_1A}^2 \cdot \Phi_2 \left(0, t - \frac{2l_{M_1A}}{c^*} \right) \quad (1.95)$$

$$\Phi_2(l_c, t) = R_2 \left(U \left(t - \frac{l_{CM_2}}{c^*} \right) \right) \cdot \Pi_{CM_2}^2 \cdot \Phi_1 \left(l_c, t - \frac{2l_{CM_2}}{c^*} \right) \quad (1.96)$$

Подчеркнем, что в граничных условиях (1.96) аргумент в коэффициенте отражения (R_2) соответствует моменту времени $(t - \frac{l_{CM2}}{c^*})$.

Отметим, что остаточное излучение накачки $\Phi_{p,ост.}(z, t)$, прошедшее через

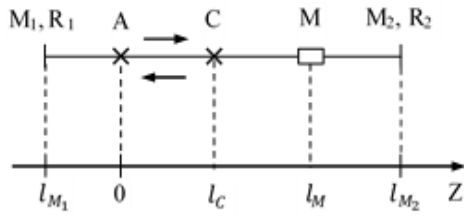


Рис.1.13. Схема ВЛ-МОМРС с линейным резонатором.

АС, вообще говоря, приводит к возникновению дополнительной фотоиндуцированной силы $F_p(t)$, действующей на МОМРС. Однако, в случае сильно поглощающих АС, $\Phi_{p,ост.} \ll \Phi$,

при этом в силу инерционности АС глубина модуляции $\frac{\Delta\Phi_{p,ост.}(t)}{\Phi_{p,ост.}} \ll 1$, так что в условиях

непрерывной накачки указанным влиянием, как правило, можно пренебречь.

При рассмотрении динамики лазеров возможны разные подходы, в которых акцент делается либо на пространственно-временные (волновые), либо на спектрально-модовые представления. Предложенные модели базируются, в основном, на пространственно-временном описании. Однако, при исследовании режимов пассивной синхронизации мод (Гл. 3)) спектрально-модовый подход, на наш взгляд, представляется более предпочтительным, т.к. позволяет использовать аналогии и широкий арсенал методов, развитых для исследования режимов колебаний в сложных колебательных системах разной природы (механических, электрических, акустических и др.), что делает рассмотрение, как нам представляется, более наглядным и физически ясным [143,148].

Выводы к ГЛАВЕ 1

1. Современные технологии мехатроники и волоконной оптики открывают возможности для создания МОМРС как в микрообъемном (микрооптическом), так и в оптоволоконном (волноводном) исполнении из широкого круга материалов (диэлектриков, полупроводников, металлов).
2. Существует широкий круг физических эффектов и явлений (пандеромоторное действие, параметрические эффекты), которые могут

лежать в основе механизмов лазерного возбуждения упругих волн и колебаний в МОМРС. Имеется целый класс механизмов возбуждения, не связанных с поглощением излучения, которые являются практически безынерционными.

3. Показано, что оптомеханические взаимодействия наиболее эффективно проявляются именно в лазерах класса В (по динамической классификации); допускающих возможности реализации в лазерных системах с МОМРС «внутренних» резонансов различных видов.
4. Предложены физическая и математическая модели лазерных систем ВЛ-МОМРС, в которых как ВЛ, так и МОМРС рассматриваются как распределенные системы. В рамках уравнений переноса излучения получены системы уравнений, описывающие «низкочастотную» динамику линейных и кольцевых ВЛ-МОМРС, представлены упрощенные модели, основанные на приближении линейных однорезонансных микроосцилляторов.
5. В балансном приближении получены условия возбуждения автоколебаний и зависимости параметров автоколебаний от характеристик МОМРС и ВЛ.

ГЛАВА 2. АВТОКОЛЕБАНИЯ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ МОМРС И РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ВЛ

2.1. Численное моделирование синхронных автоколебаний в ВЛ-МОМРС

В настоящем разделе представлены основные результаты численного моделирования и экспериментального исследования автоколебаний в ВЛ – МОМРС, возникающих в условиях резонанса $f_{rel.} \approx f$ в лазерных системах, отличающихся: типами АС и микроосцилляторов; способами реализации оптической связи между МОМРС и лазерным резонатором; схемами накачки (в частности, с участием сенсibilизаторов) и т.д. Так как модели «распределенных» ВЛ-МОМРС более точно отражают реальные условия, то основное внимание здесь уделено численному исследованию именно «распределенных» моделей, тогда как для «точечных» систем, исследованных нами в работах [149*-152*], приведены лишь основные результаты, заключающиеся в следующем:

1. В условиях внутреннего резонанса $f_{rel.} \approx f$ в лазерных системах ВЛ-МОМРС возможны синхронные автоколебания независимо от: конфигурации резонатора (линейные, кольцевые); схем энергетических рабочих уровней активной среды (3,4-х уровневые; с сенсibilизатором); схем оптической связи между ВЛ и МОМРС (интерферометр, автоколлиматор); механизмов лазерного возбуждения колебаний микроосцилляторов.
2. Зоны возбуждения автоколебаний в пространстве параметров лазерной системы ВЛ-МОМРС (уровень накачки, координаты микроосциллятора, оптико-физические характеристики микроосцилляторов и др.) представляют собой, как правило, дискретные области, при этом частота автоколебаний (F) определяется, в основном, собственной частотой микроосциллятора.
3. При вариации собственной частоты микроосциллятора (но фиксированных значениях остальных параметров) устойчивые автоколебания в ВЛ-МОМРС

существуют, по крайней мере, в пределах расстройки $\left| \frac{\Delta f}{f} \right| \lesssim 0,1$, при этом частота автоколебаний $F = (1 + \kappa) \cdot f$, $\kappa \lesssim 3 \cdot 10^{-3}$, что открывает возможности для создания автогенераторных ВОД физических величин на основе ВЛ-МОМРС.

В связи с тем, что значительная часть экспериментальных исследований ВЛ-МОМРС и разработка новых типов автогенераторных ВОД выполнены с использованием эрбий-иттербиевых волоконных лазеров (ЭИВЛ), то численное моделирование с помощью распределенной модели [153*] выполнено, в основном, для лазерных систем ЭИВЛ-МОМРС, причем, с линейной конфигурацией резонатора, т.к. именно они (в настоящее время) являются перспективной основой автогенераторных ВОД (Гл.5).

Ввиду того, что результаты численного исследования автоколебаний в ЭИВЛ-МОМРС в трехзеркальной схеме (с интерферометрической связью) представлены в работе [154*], здесь рассмотрена модель двухзеркальной лазерной системы с автоколлиматорной связью, открывающей возможности для реализации уникальных систем, в которых лазерное излучение может одновременно взаимодействовать с несколькими микроосцилляторами, в частности, планарной многоэлементной МОМРС [155*], что открывает возможности для создания многочастотных автогенераторов и измерительных систем с дифференциальной схемой. Оптическая связь микроосциллятора с волоконно-оптическим резонатором лазера осуществляется с помощью градиентного коллиматора-селфока, являющегося, по существу, сегментом волоконного световода большого диаметра с параболическим профилем показателя преломления, формирующим на выходе коллимированный пучок с диаметром $d = 100 \div 400 \mu\text{m}$. Рассмотрение моделей с другими конфигурациями резонаторов и типами МОМРС проводится аналогично в соответствии с общим подходом, изложенным в разделах (1.5,1.6).

Рассматриваемая модель ЭИВЛ-МОМРС позволяет учитывать целый ряд факторов: усиленное спонтанное излучение (ASE); особенности структуры

энергетических уровней в АС, в частности, эффект поглощения излучения накачки и лазерной генерации возбужденными активными центрами; нелинейность (неизохронность) колебаний и многомодовость (многочастотность) МОМРС; действие различных механизмов лазерного возбуждения колебаний МОМРС; влияние флуктуаций разной природы и внешних возмущений на систему и др. Поскольку в силу существенной нелинейности лазерной системы одновременный учет всех факторов сильно усложняет анализ, то целесообразно осуществлять оценки их влияния по отдельности.

Считаем, что активная среда ЭИВЛ представляет собой участок одномодового активного световода (АС) с сердцевиной, легированной совместно Er/Yb с объемными концентрациями $N_{Er}(x)$, $N_{Yb}(x)$, вдоль резонатора. При этом АС полностью или частично заполняет

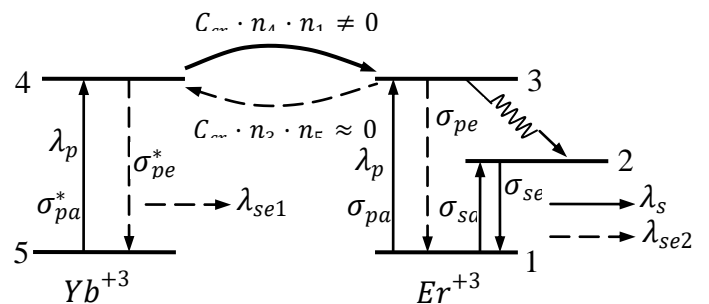


Рис. 2.1. Схема рабочих уровней ЭИВЛ.

резонатор ВЛ, накачка которого осуществляется в одномодовую сердцевину излучением ПЛ ($\lambda_p \approx 976nm$). Отметим, что полагая в уравнениях $N_{Yb} = 0$ автоматически получаем модель лазерной системы на основе эрбиевого ВЛ. Также отметим, что данная модель, при введении соответствующих поправок, учитывающих соотношение площадей сечения сердцевины и оболочки АС, приближенно описывает ВЛ на основе GTW-структур и АС с двойной оболочкой [156]. Рассматриваемая модель основана на хорошо известной схеме энергетических уровней $Er^{+3} - Yb^{+3}$ [157] (рис.2.1), которая, при необходимости, может быть уточнена без принципиальных изменений в подходе, на более точную, например – пятиуровневую схему Er^{+3} [121], позволяющую учитывать (при интенсивной накачке) эффекты, связанные с дополнительным поглощением возбужденными центрами как излучения

накачки, так и лазерной генерации. В соответствии с общим подходом (раздел 1.6), математическая модель для конкретной лазерной системы ЭИВЛ-МОМРС в рамках приближения линейного однорезонансного микроосциллятора описывается системой уравнений, приведенной в Приложении А.

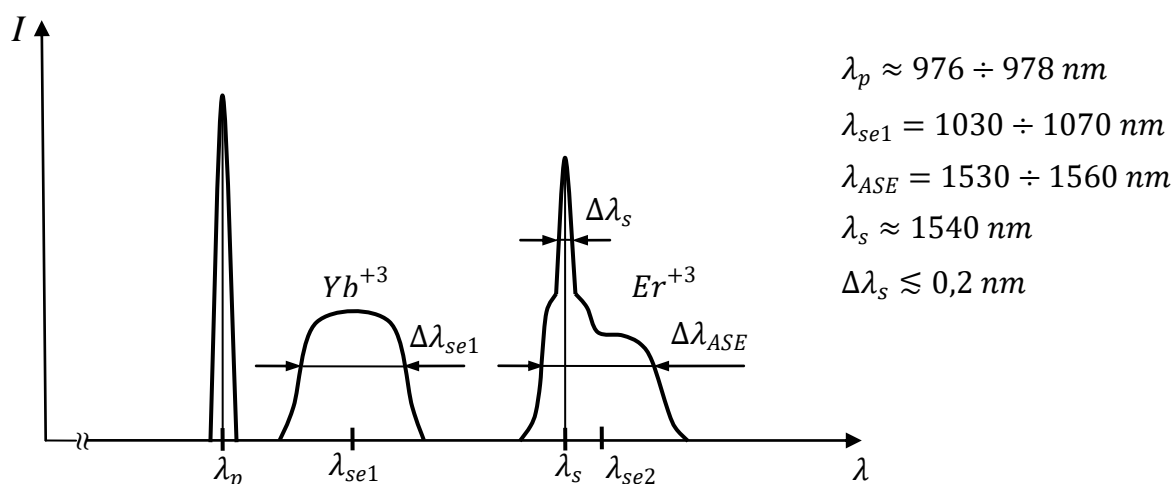


Рис.2.2. Характерный спектральный состав излучения в лазерном резонаторе: излучение накачки (λ_p), лазерной генерации (λ_s), ASE ($\lambda_{se1,2}$).

Одной из отличительных особенностей лазерных систем ВЛ-МОМРС является то, что влияние усиленного спонтанного излучения (ASE) на лазерную систему осуществляется не только через известные процессы в АС, но также путем создания дополнительных фотоиндуцированных сил (обусловленных ASE), действующих на микроосциллятор (уравнение (2.14)). Для описания спонтанного излучения в АС использован приближенный подход, основанный на концепции эффективной длины пробега фотонов спонтанного излучения (l_{eff}) [158], при этом полный спектральный диапазон ASE (Er^{+3}) ($\Delta\lambda_{ASE}$) разделен на две части: узкую область спектра, занимаемую генерируемыми модами $\Delta\lambda_s$ ($\Delta\lambda_s \ll \Delta\lambda_{ASE}$) и остальную часть с центральной (средней) длиной волны λ_{se2} , с шириной спектра $\Delta\lambda_{ASE}$ (точнее, $(\Delta\lambda_{ASE} - \Delta\lambda_s)$) (рис.2.2). В эрбиевых волоконных лазерах такой подход, как показано в работах [121,147], обеспечивает не только качественное, но и количественное описание динамики ВЛ, по крайней мере, в режиме активной модуляции добротности в масштабах

времен, превышающих десятки наносекунд. Что касается l_{eff} , то отметим, что в осесимметричных световодах с высоким коэффициентом отражения на внешней границе оболочки АС $r_{Yb,Er} \approx 1$, длина свободного пробега фотонов спонтанного излучения может достигать $l_{eff} \approx \alpha_{Yb,Er}^{-1}$. В этом случае использование в уравнениях (2.1-2.3) «локального» приближения некорректно, поскольку в выражениях $(\sigma_i \cdot n_i \cdot l_{effi})$ значения $n_i(z, t)$ существенно изменяются в масштабах длины свободного пробега фотонов (l_{eff}), в связи с чем необходимо использовать более сложные интегральные соотношения. Однако, в АС на основе GTW структур и АС с поглощающей или рассеивающей полимерной защитной оболочкой указанные эффекты незначительны ($l_{eff} \approx 0$).

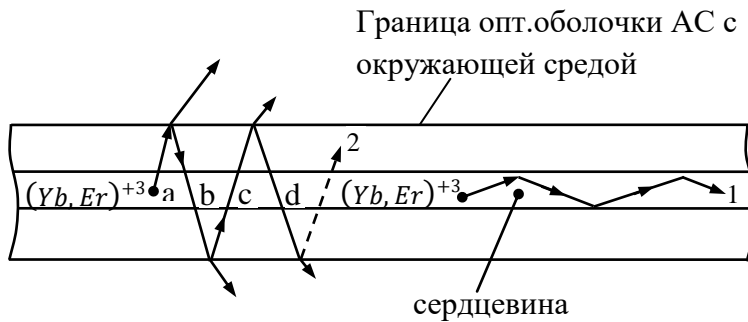


Рис. 2.3. Схема распространения в АС различных видов лучей (1, 2) спонтанного излучения.

Несколько забегая вперед отметим, что в лазерных системах в режиме автоколебаний экспериментальные значения пиковой интенсивности генерируемого излучения ($I_{s,max}$) значительно превышают интенсивность ASE, $I_{s,max} \gg I_{se1}, I_{se2}$, но, в то же время, $I_{s,max} \lesssim 10^{30} \left[\frac{\text{фотон}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек}} \right]$. Это позволяет выделить в лазерных системах (по крайней мере, при длинах резонатора $L/c^* \ll \tau_{sp}, f$), малый параметр (α):

$$\alpha \approx \frac{\sigma_{se,a} \cdot I_{s,max} \cdot L}{c^*} \ll 1 \quad (2.22)$$

С учетом соотношения (2.22) приближенное решение системы (2.1-2.21) сводится к интегрированию системы обыкновенных дифференциальных

уравнений [154*], в которых пространственная координата (x) играет лишь роль параметра, но не независимой переменной в уравнениях.

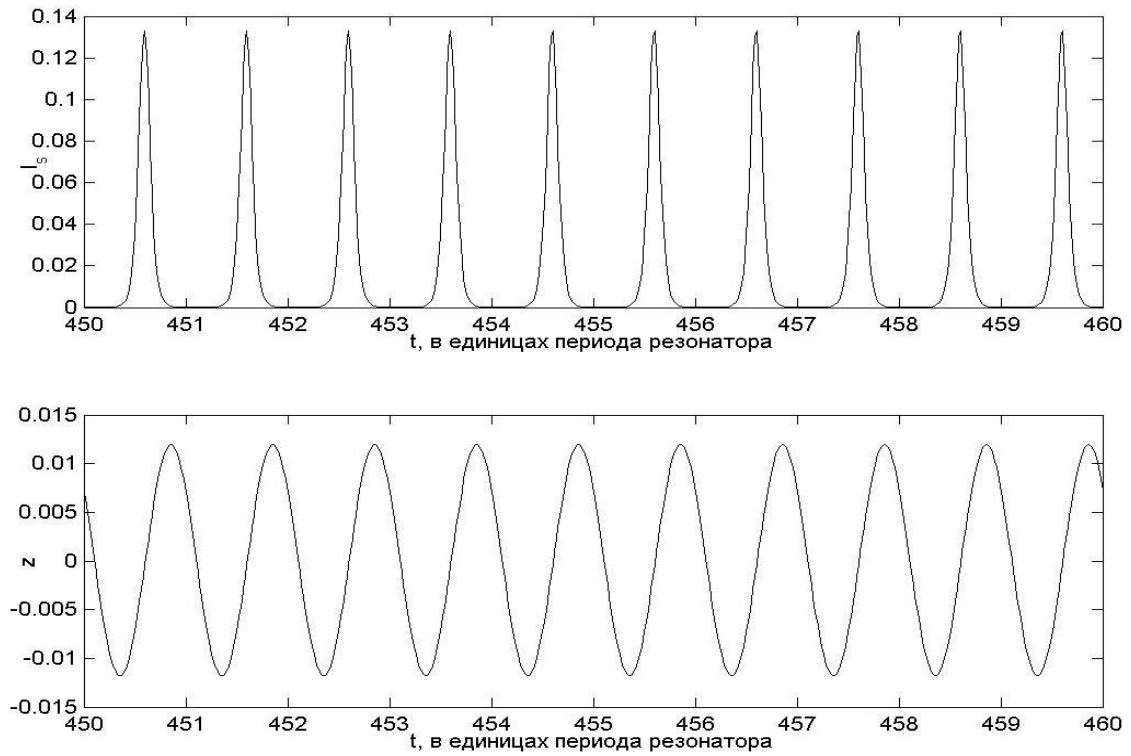
Результаты численных решений, полученных с использованием конкретных значений параметров (табл.2.1) представлены на рис.(2.4-2.6), которые подтверждают существование в лазерной системе синхронных автоколебаний и, в частности, существование режима «мягкого» возбуждения автоколебаний, что демонстрируют результаты в условиях плавного изменения интенсивности накачки $I_{p0}(t)$ (в прямом и обратном направлениях, рис.2.4), что крайне важно, например, для «однозначной» работы автогенераторных ВОД.

Таблица 2.1. Численные значения параметров.

Параметр	Значение	Параметр	Значение
σ_{pa}, σ_{pe}	$2 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$	τ_{21}	10^{-2} с
$\sigma_{pa}^*, \sigma_{pe}^*$	$2 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$	τ_{32}	$3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$
σ_{sa}	$8 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$	τ_{45}	$1.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$
σ_{se}	$9.5 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$	C_{cr}	$0.7 \cdot 10^{-22} \text{ м}^3/\text{с}$
N_{Er}^{+3}	$1.0 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$	I_s	0.05 м^{-1}
N_{Yb}^{+3}	$1.0 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$	I_p	0.05 м^{-1}
$V=c/n$	$2 \cdot 10^8 \text{ м/с}$	Υ	$5 \cdot 10^{-6}$
L_{AC}	$0,3 \div 5 \text{ м}$	R_1	$0,9$
L	$1 \div 15 \text{ м}$	R_3	$0 \div 0,9$
		R_{20}	$0,3 \div 0,9$

Результаты численно - аналитического исследования предложенных моделей позволяют предположить, что существование синхронных автоколебаний в условиях резонанса $f_{rel.} \approx f$ является характерным свойством ВЛ-МОМРС независимо от: особенностей АС (3-х, 4-х уровневые); типа МОМРС и т.д. Ранее [36,37], автоколебания экспериментально были исследованы лишь в единственном типе лазерных систем – ЭИВЛ-МОМРС.

a)



b)

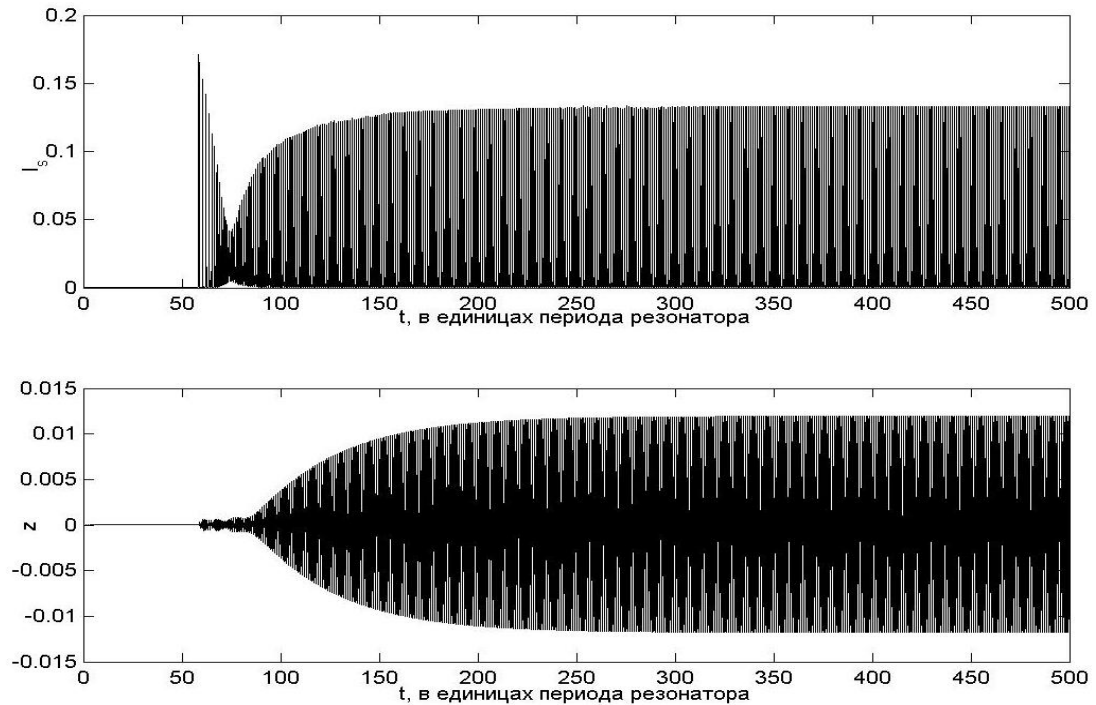
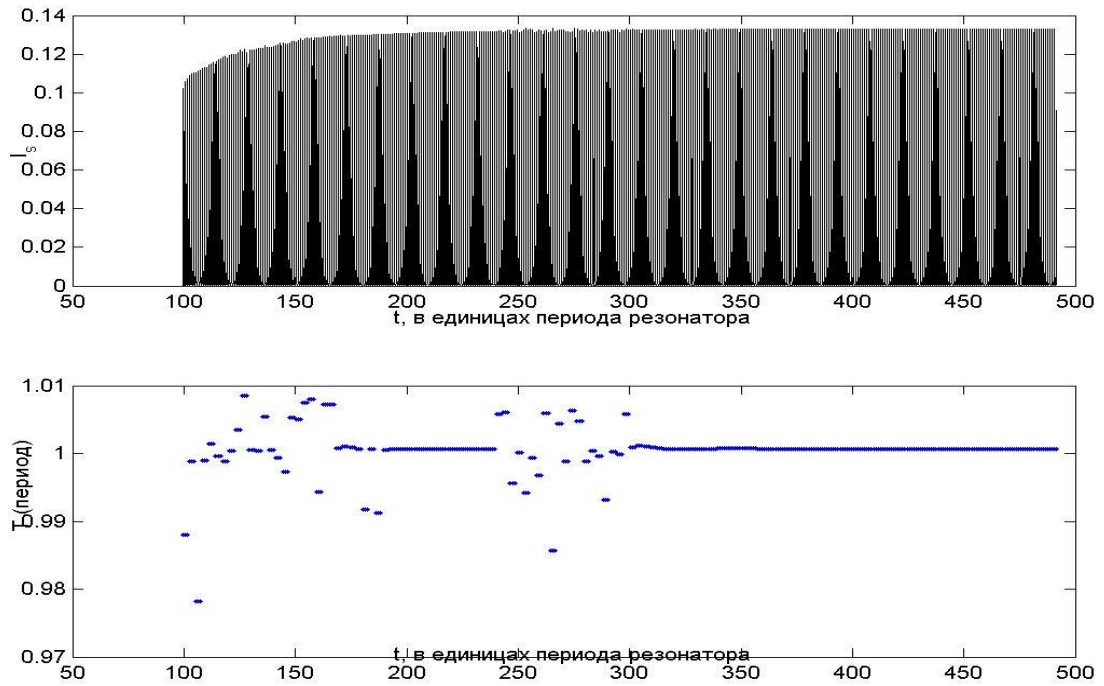


Рис.2.4. Расчетные осциллограммы интенсивности $I_s(t)$ ВЛ и смещений $z(t)$ ММРС в режиме автоколебаний (а – детальная; б – «грубая»).

a)



b)

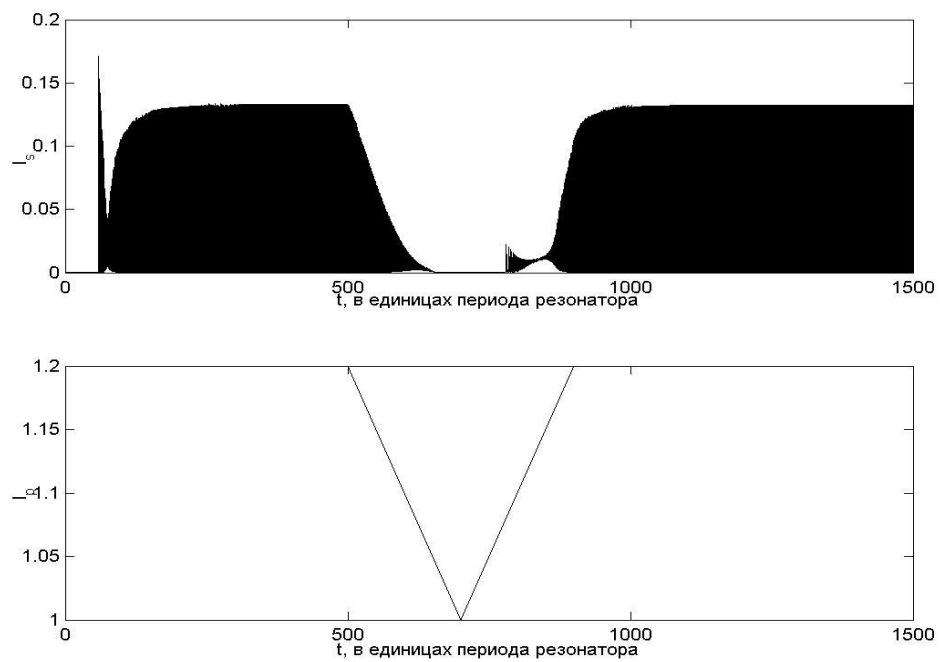


Рис.2.5. Оценки времени выхода на стационарный режим автоколебаний (a); динамика «мягкого» режима возбуждения автоколебаний (b) при «плавном» изменении накачки $I_p(t)$.

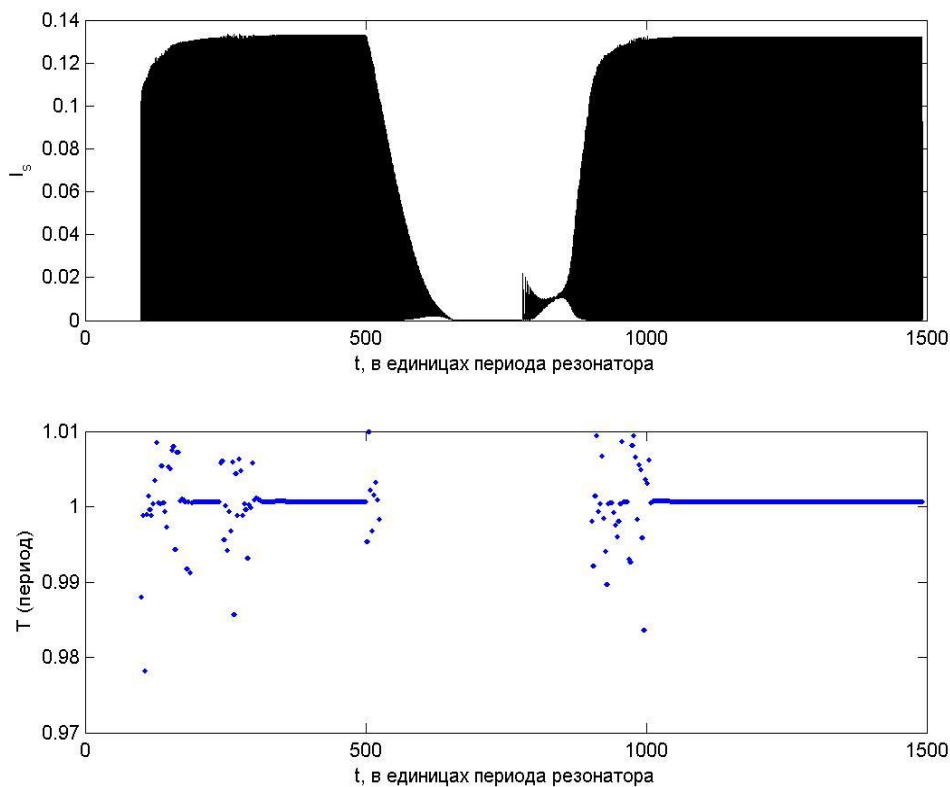


Рис.2.6. Временная зависимость периода (T) автоколебаний после «срыва» и «мягкого» режима возбуждения.

В этой связи, а также учитывая приближенность и ограниченность моделей, принципиальное значение имеет экспериментальное подтверждение того, что указанные автоколебания являются не случайным проявлением, но характерным (универсальным) свойством, присущим разным видам ВЛ-МОМРС. Исходя из этого, выполнен цикл экспериментальных исследований динамики лазерных систем в условиях внутреннего резонанса $f_{rel.} \approx f$ в ВЛ-МОМРС разных видов и конфигураций (рис.1.8), отличающихся типами ВЛ и МОМРС (рис.2.7,2.8), представленных в таблицах (2.2, 2.3).

Установлено, что синхронные автоколебания могут возбуждаться как в «мягком», так и в «жестком» режимах с зонами возбуждения, имеющими достаточно сложную структуру. В частности, на рис.2.9 показана проекция сечений зон возбуждения различных режимов на плоскость параметров (r, φ_0) ($r = P/P_{th}$ - параметр накачки, φ_0 -исходный угол наклона) для ЭИВЛ-МОМРС с

автоколлиматорной оптической связью (рис.1.8.f), которая включает ряд характерных областей: при малых уровнях накачки существуют устойчивые автоколебания с основным периодом, возбуждение которых происходит в «мягком» режиме (М). За пределами указанной области возбуждение происходит «жестким» образом (Ж), при этом наблюдаются режимы последовательного удвоения периода ($2T$, $4T$, и т.д.), завершающиеся хаотичным движением (Х), выражающимся появлением в спектре интенсивности ВЛ большой сплошной «шумовой» подставки. На основе наблюдаемой последовательности смены режимов можно предположить, что потеря устойчивости регулярных автоколебаний происходит по сценарию Фейгенбаума [148].

На рис.2.11. приведена обобщенная схема, использованная для исследований синхронных автоколебаний в условиях резонанса ($f_{rel.} \approx f$) в различных типах лазерных систем ВЛ-МОМРС, в частности: на основе кольцевого эрбий-иттербиевого; линейного неодимового; линейного иттербиевого ВЛ с одним и тем же микроосциллятором. На рис.2.12 приведены осциллограммы и Фурье-спектр интенсивности генерируемого излучения $I_s(t)$; смещений микроосциллятора $U(t)$ (измеренных с помощью независимого волоконного торцевого интерферометра), характерные для режимов синхронных автоколебаний. Экспериментально подтверждено существование синхронных автоколебаний во всех исследованных лазерных системах ВЛ-МОМРС. Анализ характеристик излучения ВЛ и параметров колебаний МОМРС в экспериментах осуществляется здесь (и далее) с использованием современных измерительных приборов, включающих: осциллографы, анализаторы спектра радиочастотные, оптические спектральные анализаторы (СА), измерители АЧХ, частотомеры (электронносчетные), вольтметры постоянного и переменного тока. Полученные результаты позволяют заключить:

1. Численное моделирование динамики «распределенных» ВЛ-МОМРС с различными типами: АС (Er/Yb, Er); схемами реализации оптической связи между МОМРС с лазерным резонатором; механизмами лазерного возбуждения МОМРС показывает существование режима синхронных автоколебаний в ВЛ-МОМРС с единой общей частотой F , практически совпадающей с собственной частотой микроосциллятора ($F \approx f$).
2. Сравнение результатов численных исследований, полученных с помощью различных моделей систем ЭИВЛ-МОМРС показывают, что модели «точечных» ВЛ приводят, во-первых, к заниженным значениям порога возбуждения автоколебаний (второго порога по накачке), во-вторых, приводят к искажению (расширению) границ зон возбуждения автоколебаний (при одинаковой мощности излучения ВЛ и частотах $f_{rel.}$). В силу этого «точечные» модели непригодны для расчетов характеристик прецизионных функциональных устройств и датчиков на основе ВЛ-МОМРС. Вместе с тем, качественный характер зависимостей частоты автоколебаний от основных параметров ВЛ-МОМРС с помощью «точечных» моделей описывается вполне корректно.
3. Экспериментально подтверждено существование режимов синхронных автоколебаний в ВЛ-МОМРС с широким кругом типов, конфигураций волоконных лазеров (Er/Yb, Er, Nd, Yb), а также микроосцилляторов (микрооптомеханических и волноводных); установлена сложная структура зон возбуждения автоколебаний.

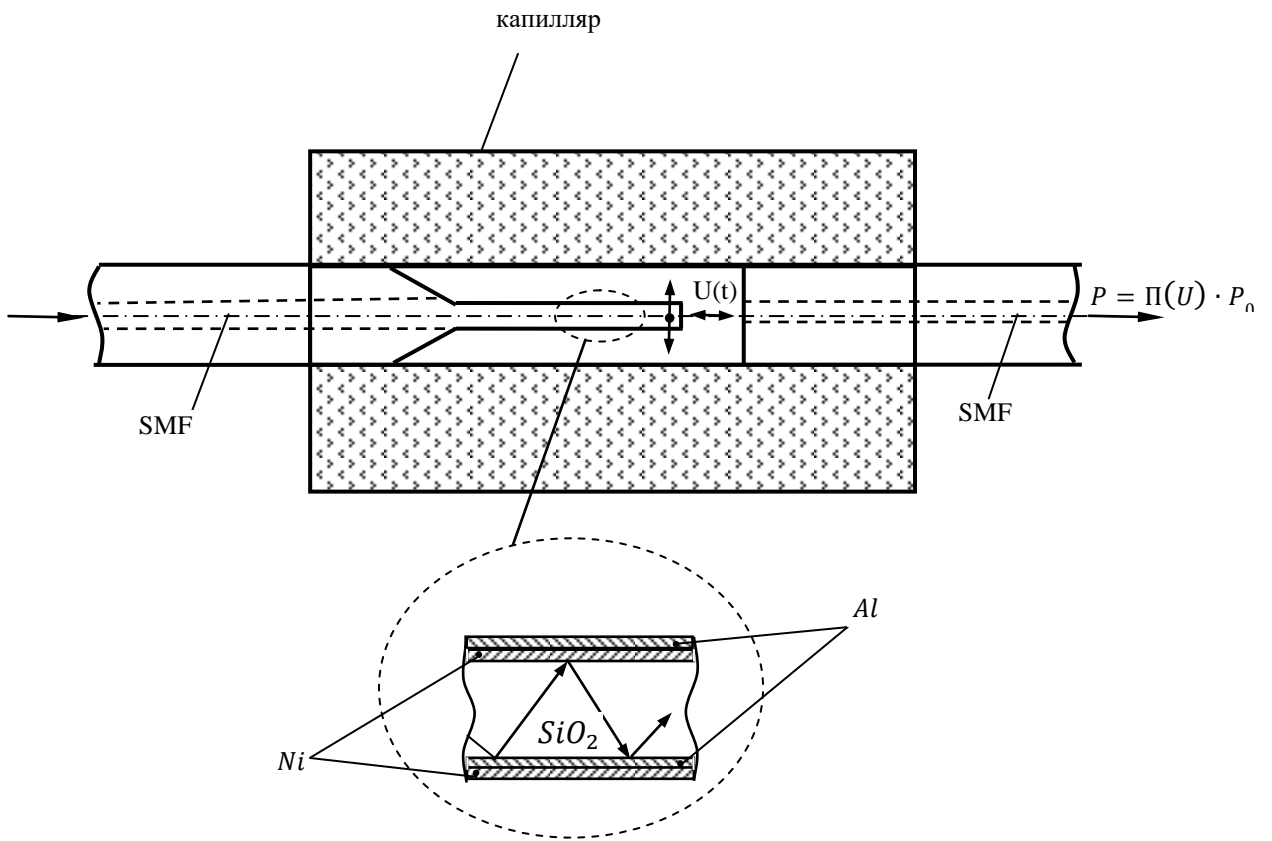
Таблица 2.2. Общие характеристики ВЛ

Тип ВЛ	Активная среда, накачка	Конфигурация резонатора	Модовый состав	Зеркала
Эрбий-иттербиевый (Er/Yb)	1) одномодовый активный световод, в сердцевину, $\lambda_p=980$ nm 2) с двойной оболочкой, в ММ оболочку, $\lambda_p=980$ nm 3) GTW –структура, $\lambda_p=980$ nm	линейный, кольцевой, сложный	поперечно одномодовый, многочастотный $\lambda_s=1536\div 1560$ nm	Металлические пленки, полупроводниковые слои, диэлектрические интерференционные многослойные структуры, волоконные
Эрбиевый (Er)	Одномодовый в сердцевину, $\lambda_p=980$ nm; 1480 nm	Линейный, кольцевой	поперечно одномодовый, многочастотный $\lambda_s \approx 1538$ nm	Брэгговские решетки (FBG), «кварцевый световод-воздух»
Иттербиевый (Yb)	1) GTW – структура, $\lambda_p=976$ nm 2) одномодовый в сердцевину, $\lambda_p \approx 976$ nm	линейный	поперечно одномодовый, многочастотный $\lambda_s \approx 1060$ nm поперечно одномодовый, двухчастотный $\lambda_s \approx 1030$ nm	
Неодимовый (Nd)	1) одномодовый, в сердцевину, $\lambda_p=807$ nm 2) многомодовый, в многомодовую сердцевину, $\lambda_p=807$ nm	линейный	поперечно одно(много) модовый, многочастотный $\lambda_s \approx 1060$ nm	
Микрочип (NdVPO ₄)	плоскопараллельная тонкая кристаллическая пластинка, $\lambda_p=810$ nm	линейный	поперечно одномодовый, одночастотный $\lambda_s \approx 1060$ nm	

Таблица 2.3. Типы ММРС

ММРС, колебательный элемент	Материал КЭ	Размеры КЭ l x b x h; D x h; (μm)	Собственная частота (f), кГц добротность (Q) основной моды упругих колебаний	Механизмы лазерного возбуждения колебаний	
Микрообъемные (отражательно-пропускательные)	Микромембрана (рис.2.9)	1. Кремний, легированный бором Si (B) 2. Пленка никеля 3. Нитрид кремния	D: 500 ÷ 1800 h: 3 ÷ 15 D: 125 ÷ 230 h: 0,3 D: 1000 h: 1 ÷ 2	f: 5 ÷ 300 Q: 20 ÷ 80	Фототермический, давление света, электрострикция
	Микробалка – микроконсоль «микркантеливер» (рис.2.9)	1. Si (B) 2. Metlglass 3. TiO ₂ +SiO ₂ (многослойная) 4. SiO ₂ – кварцевое стекло	l: 200 ÷ 1500 b: 8 ÷ 300 h: 3 ÷ 20 l: 300 ÷ 2000 b: 40 ÷ 300 h: 15 ÷ 30 l: 800 ÷ 1200 b: 80 ÷ 100 h: 2 l: 600 ÷ 1200 b: 300 h: 12	f: 3 ÷ 300 Q: 20 ÷ 120 (на воздухе)	
	Микробалка – «мостик» (рис.2.9)	1. Si (B) 2. «Metlglass» 3. SiO ₂ – кварцевое стекло	l: 200 ÷ 1500 b: 8 ÷ 300 h: 3 ÷ 20 l: 300 ÷ 2000 b: 40 ÷ 300 h: 15 ÷ 30 l: 600 ÷ 1200 b: 300 h: 12	f: 10 ÷ 600 Q: 40 ÷ 300 (на воздухе)	
	Микробалка – «мостик» на мембране	1. Si (B)	l:300 ;L=1000 b:8 ; B=1000 h: 3; H=20	f: 30 ÷ 400 Q: 50 ÷ 300	
Волноводные	1) КЭ – сегмент СС на основе: SMS-структур; ММ ступенчатых световодов с большой LP ₀₁ модой; одномодовая перетяжка) (рис.2.7;2.8)	Кварцевое стекло	Диаметр световода: 6 ÷ 125 μm , Длина: 2 ÷ 15 мм	f: 3 ÷ 50 Q: 100 ÷ 200	Фототермический, давление света, оптическая «градиентная» сила, электрострикция
	2) Упругая тонкая пластинка, взаимодействующая излучением, туннелирующим из световода с боковым высветом (туннелирование света) (рис.2.7;2.8)	Кварцевое стекло; кремний Si (B)	l: 1000 ÷ 3000 b: 30 ÷ 300 h: 2 ÷ 20	f: 5 ÷ 80 Q: 60 ÷ 200	

A)



B)

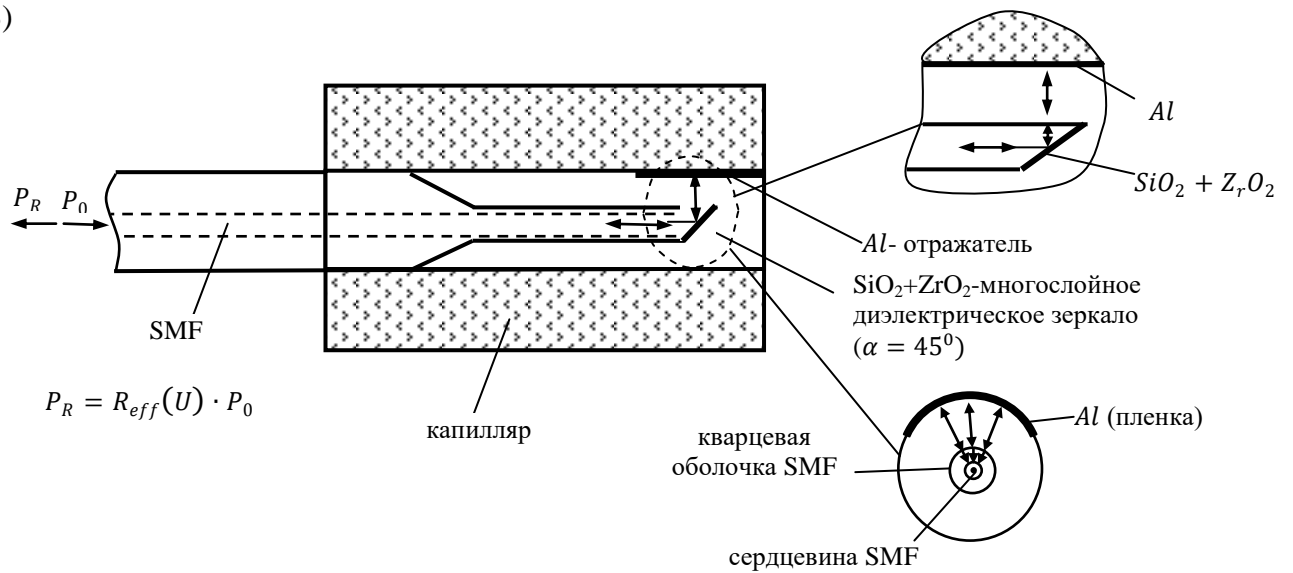


Рис.2.7. Схемы оптоволоконных МОМРС с модулируемым коэффициентом пропускания (А); отражения (В). Стекл. капилляр: диаметр внеш./внутр. - 650/127 мкм., длина 20-25 мм.

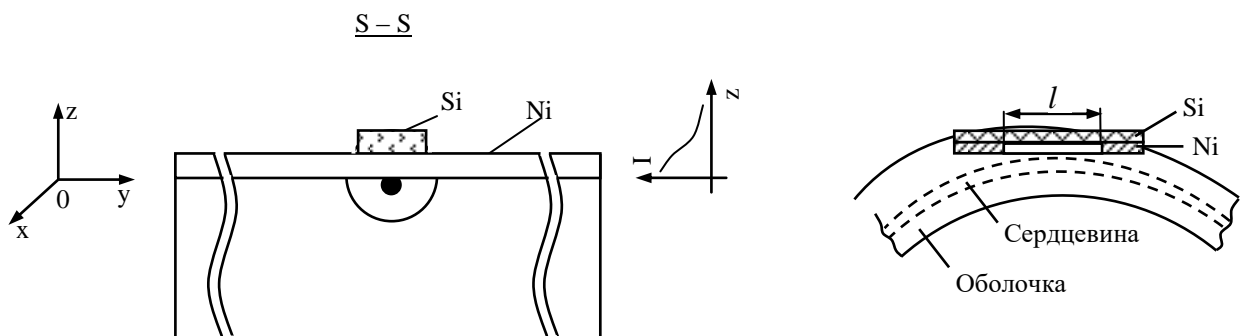
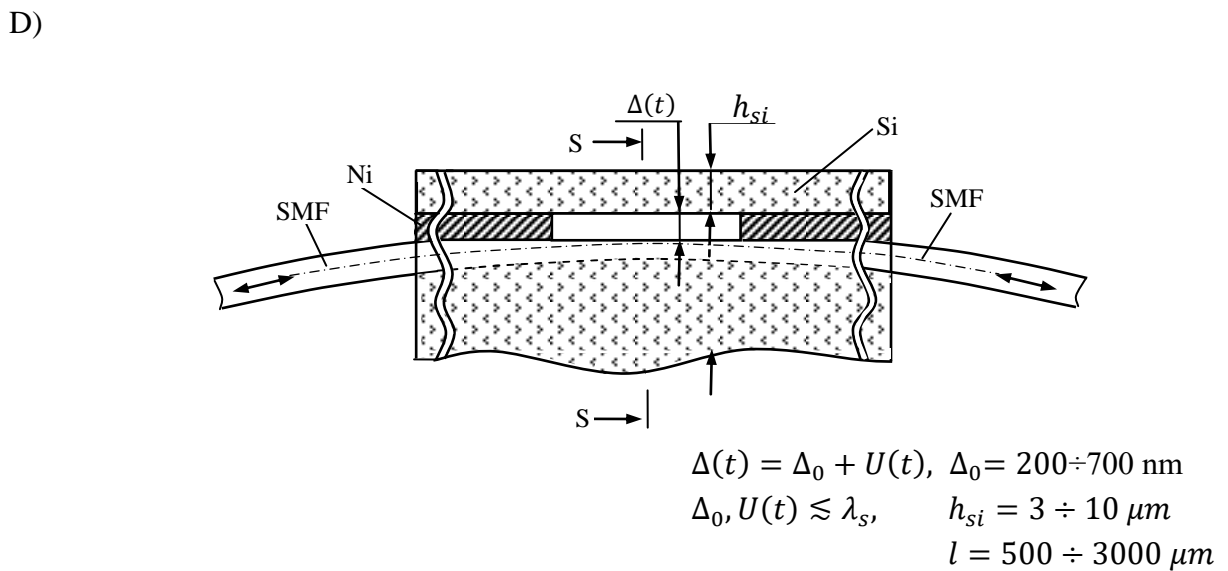
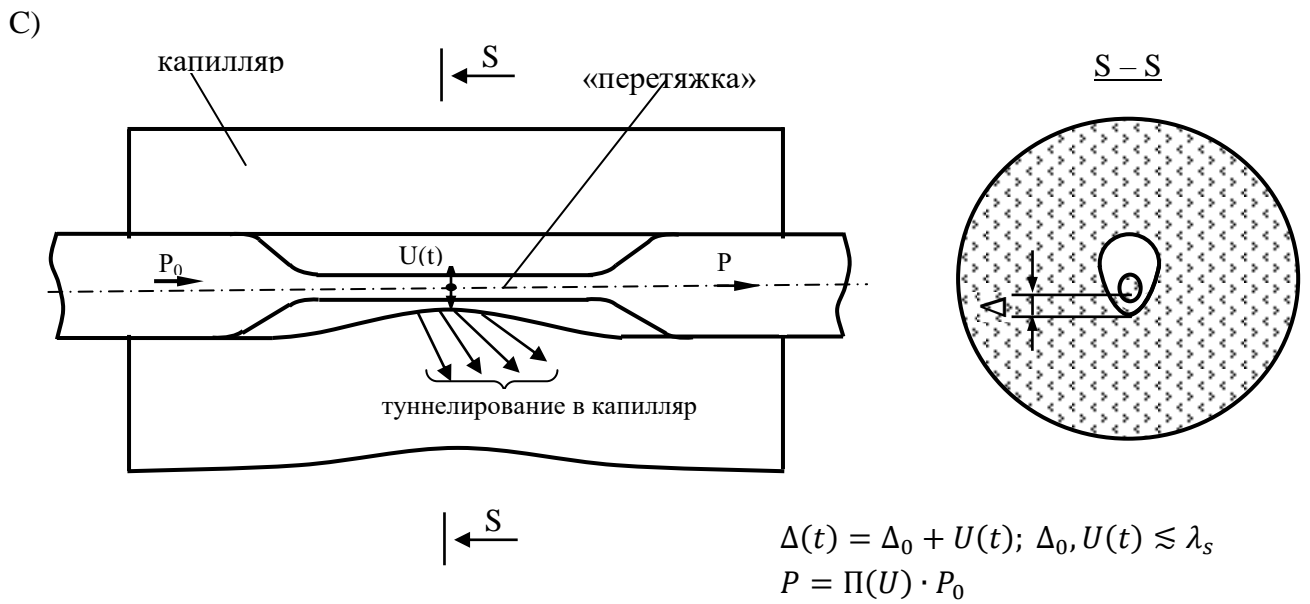


Рис.2.8. Схемы оптоволоконных МОМРС, основанных на туннелировании света из «перетяжки» в стеклянный капилляр (С); из сердцевины в кремниевую пластину – КЭ (Д).

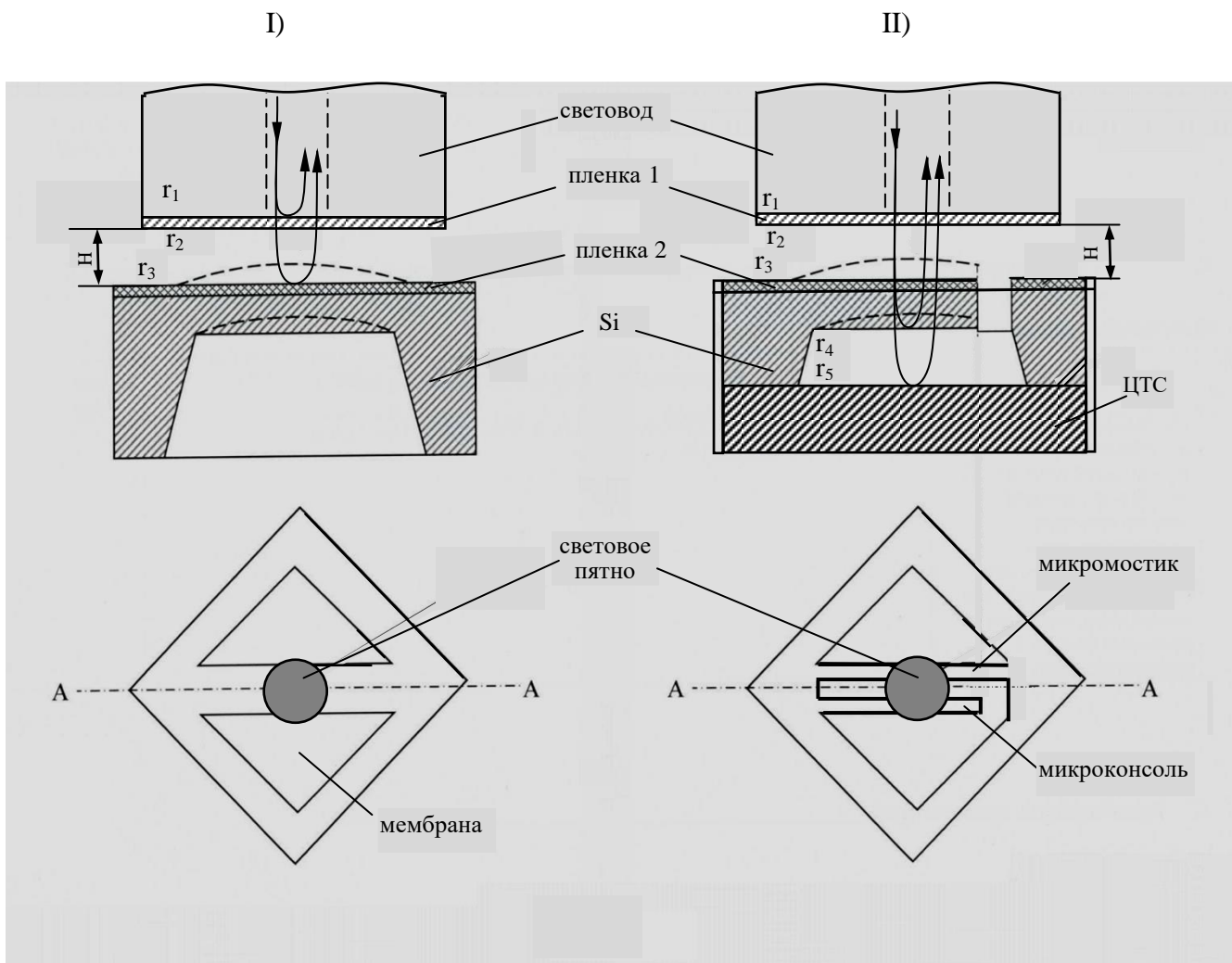


Рис. 2.9. Схемы кремниевых микрообъемных МОМРС (1- микромембрана – прямоугольн.); (2 – микромостик, микроконсоль (спаренные)). ЦТС – пьезокерамическая пластина.

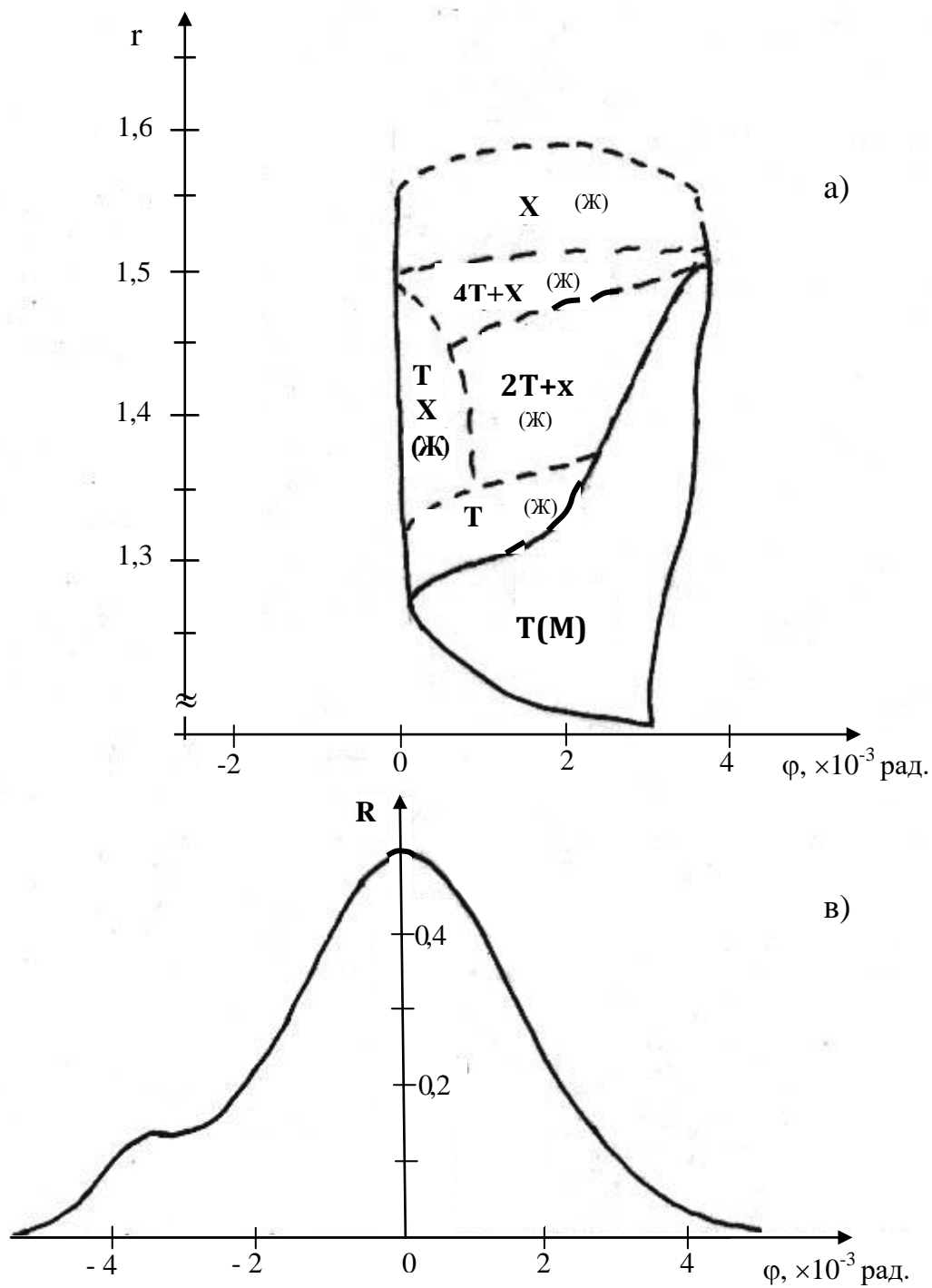


Рис.2.10. Структура зон возбуждения автоколебаний в ЭИВЛ-МОМРС с автоколлиматорной связью (а). Области: $T(M)$ –основной период (T), мягкий (M) режим возбуждения; $T+X$ (Ж) - основн. период, плюс «хаос», «жесткий» режим; и т.д. (в)-диаграмма направленности АК. Параметры: r - относительная накчка, φ - исходный угол наклона МОМРС. Диаграмма направленности автоколлиматора (б).

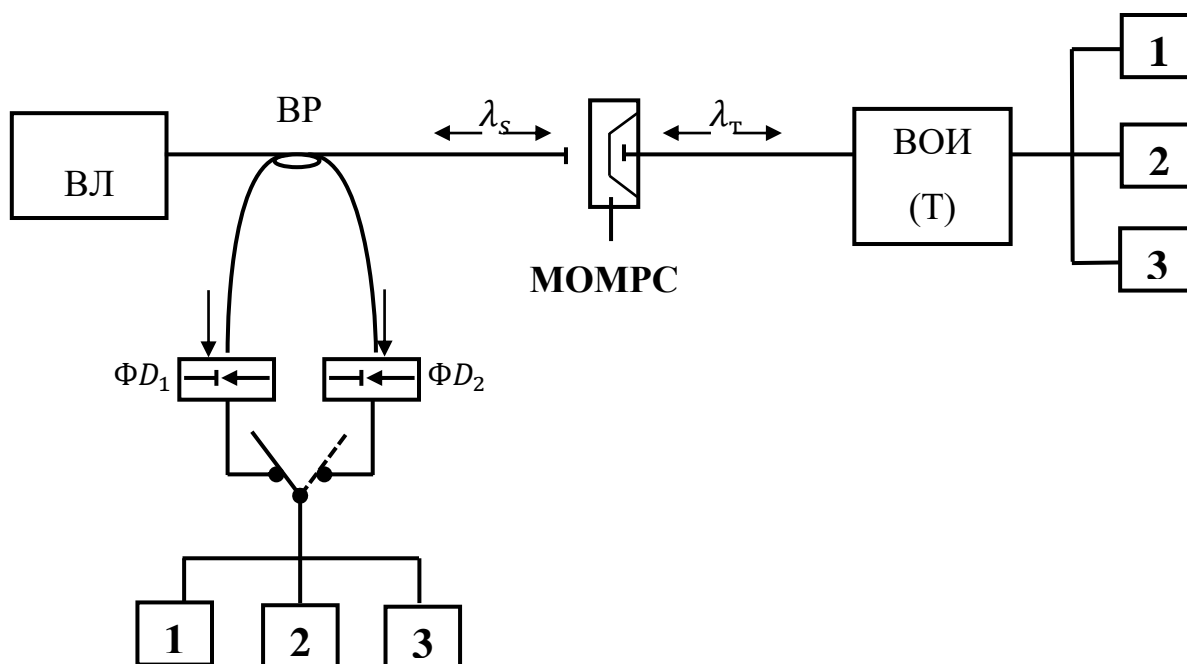


Рис.2.11. ВЛ – МОМРС со схемой контроля колебаний МОМРС. ВОИ(Т) – волоконно-оптический интерферометр (торцевой). ВР – волоконный разветвитель (2:2); $\Phi D_{1,2}$ – фотоприемники; 1 – осциллограф (С1-91); 2 – радиочастотный анализатор спектра (ANRITSU MS-710С); 3 – частотомер (ЧЗ-163).



Рис.2.12. (А) - осциллограммы: интенсивности ВЛ и колебаний МОМРС (соотв., верхн. и нижн. кривые на (А)); (В) - Фурье-спектр интенсивности ВЛ ($I_s(t)$) в режиме синхронных автоколебаний (МОМРС – «микромостик») $f \approx 68 \text{ kHz}$.

2.2. Автоколебания в лазерных системах ВЛ-МОМРС на основе лазеров с нерезонансной обратной связью

В рассмотренных выше лазерных системах ВЛ-МОМРС генерируемое излучение, в зависимости от типа резонатора ВЛ (линейный, кольцевой), представляет собой суперпозицию стоячих или бегущих волн, соответствующих определенным наборам мод лазерного резонатора (напомним, что в ВЛ дискретная модовая структура излучения проявляется даже при длинах резонатора 270 км! [123,124]). Существенно иная ситуация имеет место в лазерах с нерезонансной обратной связью [159-162], реализованных, например, с помощью диффузно отражающих зеркал, в которых характеристики генерируемого излучения (спектральные, энергетические и др.) определяются, главным образом, свойствами активной среды, но не лазерного резонатора. Это отличие имеет принципиальный характер и приводит к ряду особенностей в динамике лазеров и в этой связи большой интерес представляет исследование ВЛ-МОМРС на основе волоконных лазеров с нерезонансной обратной связью. Свойства таких лазеров приближенно можно описать в рамках концепции «излучения как целого» [146], при этом принципиально важно то, что переходные процессы в них также имеют характер релаксационных колебаний с частотами $f_{rel.}$ (и декрементами затухания), зависящими от параметров лазерной системы, что дает возможность реализовать в рассматриваемых ВЛ - МОМРС резонансы вида $f_{rel.} \approx f$. Условия лазерной генерации и сильного взаимодействия («перекрытия») мод [24,159], применительно к рассматриваемым ВЛ-МОМРС, приводят к системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{1}{4} \cdot G^2 \cdot R_{eff} \cdot \alpha \cdot NA^2 = 1 \\ \ln \left(\frac{2}{R_{eff} \cdot \alpha \cdot NA^2} \right) \gg 1 \end{cases} \quad (2.23)$$

позволяющей определить компромиссные значения параметров системы: G – коэффициент усиления АС (за один проход); R_{eff} – эффективный коэффициент

отражения микроосцилляторного зеркала; α – альbedo диффузного рассеивателя (в пределах телесного угла 2π); NA – числовая апертура световода. Полагаем, что все виды потерь в оптическом резонаторе учтены (пересчитаны) в коэффициенте отражения R_{eff} . При значениях параметров ВЛ, достаточно просто реализуемых в эксперименте: $NA \simeq 0,12$; $\alpha \simeq 0,5$; $R_{eff} \simeq 0,1$ необходимое усиление составляет $G \simeq 100$, которое вполне осуществимо в современных ВЛ (с учетом необходимой средней выходной мощности излучения $P \lesssim 10 \text{ mW}$).

С использованием скоростных уравнений лазеров с нерезонансной обратной связью [159,161], нами предложена модель ВЛ-МОМРС, представленная системой уравнений:

$$\frac{\partial \Phi(\nu, t)}{\partial t} = [K_y(\nu) \cdot N(t) - K_{\Pi}(\nu, U)] \cdot \Phi(\nu, t) + \varepsilon_{sp}(\nu) \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{\tau_{sp}} [N_0 - N(t)] - 2 \cdot B \cdot N(t) \cdot \int_0^{\infty} K_y(\nu) \cdot \Phi(\nu, t) d\nu \quad (2.25)$$

$$\ddot{U} + \frac{\omega}{Q} \cdot \dot{U} + \omega^2 \cdot U = \frac{1}{m} \cdot F^*(t) = \frac{G_0^*}{m} \cdot I(t), \quad (2.26)$$

где $\Phi(\nu, t)$ - спектральная плотность фотонов в резонаторе; $F^*(t) = \int_0^{\infty} G^*(\nu) \cdot \Phi(\nu, t) d\nu$ - эффективная фотоиндуцированная сила; $I(t) = c^* \cdot \int_0^{\infty} \Phi(\nu, t) d\nu$ - интегральная интенсивность излучения; $K_y(\nu) = K_{y0} \left[1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1}$ - Лоренцева форма линии усиления АС; $K_{\Pi}(\nu, U) = \Pi_0(\nu) - \ln[R_1(\nu) \cdot R_{2eff}(U)]^{1/2}$ - полные потери в лазерном резонаторе на заданной частоте излучения (ν), которые в линейном (по колебаниям МОМРС) приближении можно представить в виде $K_{\Pi}(\nu, U) \approx K_{\Pi 0}(\nu) + K_{\Pi U} \cdot U$; $R_1(\nu)$ - коэффициент отражения диффузного отражателя (M_1); $R_{2eff}(U)$ - эффективный коэффициент отражения микроосцилляторного зеркала (M_2). В частности, для АК-схемы, $R_{2eff}(U) = R_{20} \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi_0 + \chi \cdot U)^2}{\theta_0^2}\right)$; $G^*(\nu)$ спектральная зависимость оптомеханических сил (для простоты, примем $G^*(\nu) = G_0^* = \text{const}$).

В случае сложных зависимостей $R_1(\nu)$, $K_{\text{по}}(\nu)$ и значительных колебаниях интенсивности, $\frac{\Delta I}{I} \simeq 1$, решения системы (2.24-2.26) можно получить с помощью численных методов. При: слабой спектральной зависимости $R_1(\nu) \approx R_{10}$, $K_{\text{по}}(\nu) \approx K_{\text{по}}$; малых пульсаций интенсивности и инверсии населенностей, $(I(t) = I_{\text{ст}} + J(t), N(t) = N_{\text{ст}} + n(t), J(t) \ll I_{\text{ст}}, n(t) \ll N_{\text{ст}})$, где стационарные значения $N_{\text{ст}} \approx \frac{K_{\text{по}}}{K}$; $I_{\text{ст}} \approx \frac{(N_0 - N_{\text{ст}}) \cdot c^*}{2 \cdot B \cdot K_{y0} \cdot N_{\text{ст}}}$, и, полагая, что спектральная ширина линии генерации $\Delta \nu_s \ll \Delta \nu_l$, для частоты релаксационных колебаний ВЛ получим выражение, которое практически совпадает с формулой (1.65) для лазеров с «обычной»-резонансной обратной связью, с тем отличием, что соответствует случаю совпадения собственной частоты резонатора с центром линии усиления ($\nu_M - \nu_0 = 0$).

Анализ системы уравнений, полученной линейризацией (2.24 – 2.26) показывает, что в рассматриваемых ВЛ-МОМРС в резонансе $f_{\text{rel.}} \approx f$ также возможны синхронные автоколебания, но с тем отличием, что в формуле (1.66) для частоты автоколебаний необходимо положить $K_{yU} = 0$. Так как в данном случае отсутствие дискретной модовой структуры в значительной мере устраняет возмущения, обусловленные резким «включением» в генерацию (выключением) отдельных мод, то можно ожидать более высокой стабильности параметров автоколебаний по сравнению с ВЛ-МОМРС на основе многомодовых лазеров с дискретной структурой мод.

Эксперименты выполнены с помощью лазерных систем на основе ЭИВЛ с нерезонансной обратной связью [163*], реализованной с помощью диффузных отражателей (M_1), схемы которых представлены на рис.2.13. В указанных ЭИВЛ использованы АС как с двойной оболочкой (А), так и GTW структуры (В), при этом оптическая связь между микроосциллятором и лазерным резонатором осуществляется через ИФП или автоколлиматор (АК) на основе МОМРС, играющих роль второго зеркала резонатора (M_2).

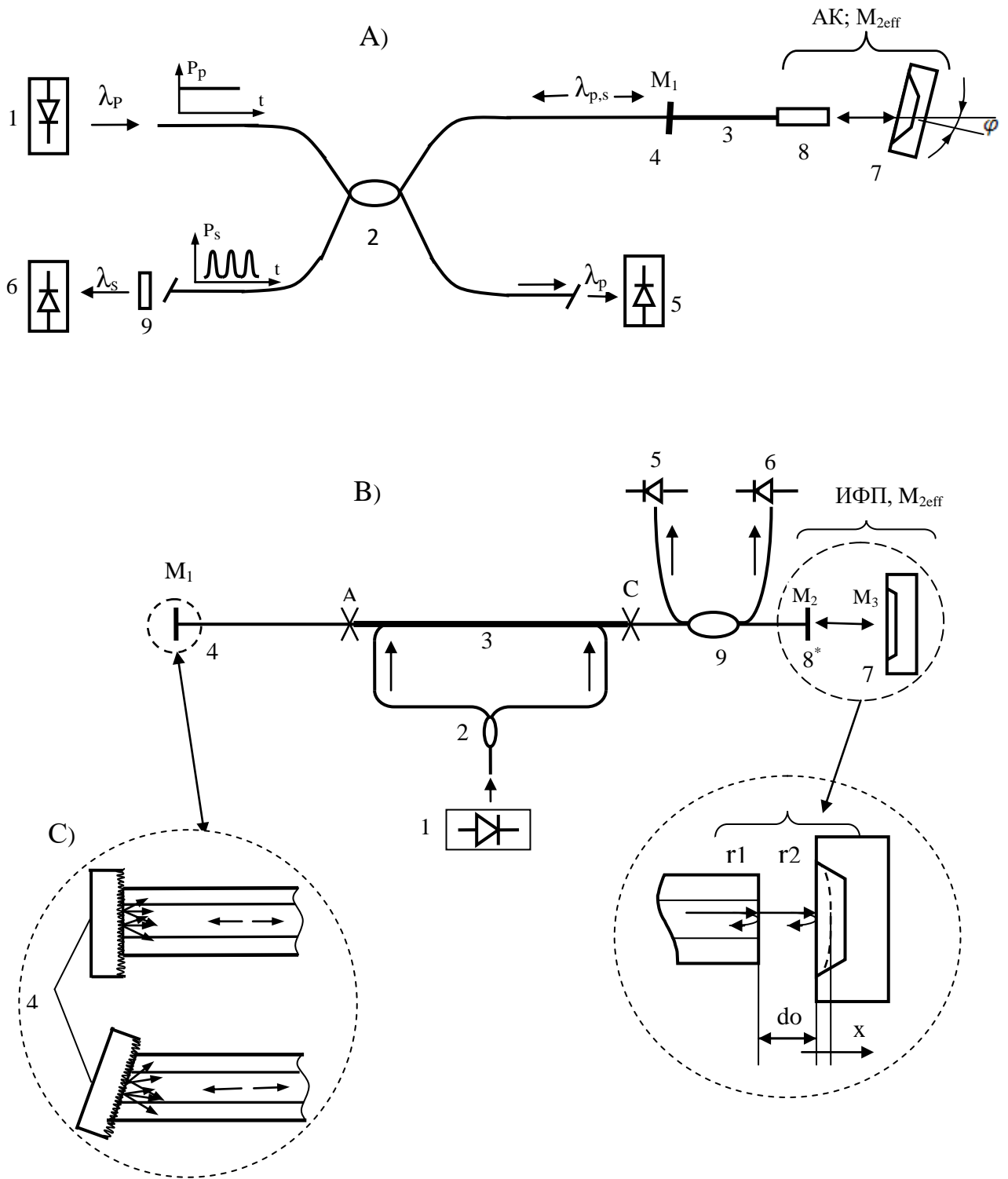


Рис.2.13. Схемы ЭИВЛ-МОМРС с нерезонансной обратной связью: 1 – ПЛ накачки $\lambda_p = 980 \text{ нм}$; 2 – многомодовый разветвитель; 3 – активный световод (Er-Yb); 4 – диффузные отражатели (С); 5,6 – фотоприемники; 7 – МОМРС; 8 – коллиматор (селфок); 8* – полупрозрачное зеркало; 9 – оптический фильтр; 9* – одномодовый разветвитель 2x2.

Использованы ИФП как с обычной, так и с «необращенной» отражательной характеристикой [164], которые реализованы с использованием пленочных

структур из двуокиси ванадия (VO₂) [165*] или никеля (Ni) [166*] с «нулевым» отражением со стороны подложки – торца кварцевого световода, что дает не только дополнительную «степень свободы» при реализации в ВЛ-МОМРС оптической обратной связи необходимого знака (Приложение В) но и влияет на динамику лазерной системы.

В качестве диффузных отражателей использованы мел, бумага, шероховатые шлифовальные листы, а также непосредственно матовая торцевая поверхность световода, полученная путем грубой шлифовки. Диффузными отражателями служат изотропные рассеиватели как поверхностного типа (рис.2.10(C1)), когда плоскость торца перпендикулярна оси световода, так и объемного типа (рис.2.13) - в случае наклонной шлифовки матовой торцевой поверхности световода под углом $\alpha \gtrsim \frac{\lambda}{2d_c}$ к оси световода, d_c - диаметр сердцевины SMF. Эффективный коэффициент «отражения» диффузной среды (R_1) определяется интегралом индикатриссы рассеяния в пределах телесного угла, определяемого числовой апертурой резонатора ВЛ:

$$R_1 \approx \frac{(NA)^2}{2} \cdot R_M \quad (2.27)$$

где NA – числовая апертура АС; R_M - интегральный коэффициент отражения («альбедо») диффузного отражателя (в пределах телесного угла 2π), который для указанных материалов на рабочих длинах волн ($\lambda_s = 1,53 \div 1,56 \mu m$) составляет $R_M = 80 \div 95\%$, что, в соответствии с (2.27), приводит к $R_1 = 0,6 \div 3\%$ ($NA = 0,11 \div 0,25$). В эксперименте максимальное отражение диффузного зеркала достигает $R_{1max} \approx 3\%$, что коррелирует с оценками, при этом в диапазоне ($1,53 \div 1,57 \mu m$) заметной спектральной зависимости коэффициента отражения не наблюдается, что оправдывает предположение $R_1(\nu) \approx R_{10}$. Значение $R_{1max} \approx 3\%$ в рассматриваемых ЭИВЛ-МОМРС с большим запасом обеспечивает режим лазерной генерации, возникающей при $R_1 \gtrsim 0,7\%$.

Установлено, что режим синхронных автоколебаний существует независимо от типов диффузного отражателя (объемные, поверхностные), а

также способа оптической связи между ВЛ и МОМРС. В табл.3.1 приведены результаты измерений частоты автоколебаний (с помощью частотомера ЧЗ-163) в лазерной системе с автоколлиматорной связью с кремниевым микроосциллятором (микроконсоль: $f \approx 68,7$ kHz; $Q \approx 95$; $L \times b \times h \approx 520 \times 150 \times 12 \mu\text{m}$; $h_{Ni} \approx 100\text{nm}$). Выборка частот получена в течении 20-минут (показания считывались через 1 мин., время усреднения показаний $\tau = 10$ сек.), в соответствии с которыми относительная нестабильность частоты автоколебаний не превышает $\left| \frac{\Delta F}{F} \right|_{\text{фл}} \approx 4 \cdot 10^{-6}$, что подтверждает предположение о весьма высокой стабильности характеристик автоколебаний в рассматриваемых типах ВЛ-МОМРС. Отметим, что измерения проведены в лабораторных условиях без применения специальных мер по устранению внешних дестабилизирующих возмущений. С учетом возможности оптимизации параметров рассматриваемых ВЛ-МОМРС есть основания полагать, что стабильность автоколебаний, в перспективе, может быть существенно повышена.

Здесь (и далее) эмпирическое среднее значение частоты автоколебаний (F_{cp}) и среднеквадратическое отклонение единичных измерений (σ_F) определяются с помощью выборки экспериментальных данных ($F_i, i=1,2,\dots,N$) в соответствии с формулами, приведенными в [50].

Таблица 3.1. Выборка значений частот автоколебаний.

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
F, Hz	68724,3	68724,5	68724,5	68724,4	68724,6	68724,4	68724,3	68724,2	68724,4	68274,5

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
68724,3	68724,5	68724,6	68724,4	68724,6	68724,3	68724,5	68724,3	68724,2	68724,4

$$F_{\text{cp}} \approx 68724,4 \text{ Hz}; \quad \sigma_F = \langle (\Delta F)^2 \rangle^{1/2} \approx 0,3 \text{ Hz}; \quad \left(\frac{\Delta F}{F_{\text{cp}}} \right)_{\text{фл.}} = \sigma_F / F_{\text{cp}} \approx 4 \cdot 10^{-6}$$

2.3. Автоколебания в ВЛ с внутррезонаторными оптоволоконными МОМРС

Акустомеханические колебания и волны в волоконных световодах могут приводить к модуляции характеристик световой волны в волокне, что в условиях лазерного возбуждения колебаний, позволяет осуществлять пассивную модуляцию характеристик резонатора ВЛ. Пассивная модуляция добротности резонатора является одним из эффективных методов управления параметрами генерируемого излучения, при этом использование в ВЛ пассивных модуляторов добротности в виде оптоволоконных МОМРС представляет интерес не только в силу очевидных конструктивно-технологических преимуществ и простоты совмещения с другими волоконно-оптическими элементами резонатора, но также вследствие «протяженности» модуляторов, что может приводить к новым особенностям.. В настоящем разделе изложены результаты экспериментальных исследований режимов автоколебаний в ЭИВЛ с внутррезонаторными оптоволоконными МОМРС - пассивными модуляторами добротности на основе сегментов специальных световодов (СС), в которых модуляция потерь обусловлена лазерным возбуждением поперечных колебаний СС. С этой целью нами разработаны несколько типов оптоволоконных МОМРС, в которых модуляция потерь осуществляется за счет: изгибных потерь; оптического туннелирования; поперечного рассогласования мод в приемно-передающих световодах; интерференции при отражении света и др., которые схематично представлены на рис.2.7-2.8. Лазерное возбуждение собственных упругих колебаний осуществляется за счет: фототермического эффекта, оптической градиентной силе и т.д. Отметим, что использованные в эксперименте полностью волоконные лазерные системы ВЛ-МОМРС созданы с помощью методов и приемов, не выходящих за рамки технологий волоконной оптики, что обеспечивает технологическую «замкнутость» рассматриваемых систем – фактора, важного с точки зрения изготовления и применений.

Экспериментально установлено, что в рассматриваемых лазерных системах ЭИВЛ-МОМРС независимо от: особенностей оптических и

акустомеханических свойств оптоволоконных МОМРС, места расположения в резонаторе, механизмов лазерного возбуждения колебаний, в условиях $f_{rel.} \approx f$ существует режим синхронных автоколебаний. В этой связи, в дальнейшем ограничимся рассмотрением лишь одной из систем ЭИВЛ-МОМРС, основанной на модуляции добротности за счет макроизгибных потерь в световоде [167*,168*], перспективных для применений в резонансных ВОД (Гл.5). Модуляция добротности основана на высокой чувствительности коэффициента пропускания (потерь) основной моды (LP_{01}) сегмента ступенчатого многомодового световода (ССМС) с большим диаметром моды, к деформациям изгиба. Потери обусловлены, в основном, двумя факторами [137,169]: собственно, изгибными потерями («высветом» излучения) основной моды; и переходными потерями, возникающими на участках изменения кривизны световода вследствие эффекта сдвига («заноса») распределения поля на изогнутом участке относительно сердцевины. В данном случае ситуация противоположна известной [170], связанной с минимизацией чувствительности ВЛ к макроизгибу световода.

Схема исследованной системы приведена на рис.2.14. Основными элементами резонатора ЭИВЛ являются активный световод (АС) в виде GTW структуры, легированный совместно ($Er^{+3} - Yb^{+3}$); модовый расширитель в виде «градана» либо конусного световода (ВД); диэлектрические интерференционные полупрозрачные отражатели, сформированные на торцевых поверхностях световодов ($M_{1,2}$) с коэффициентами отражения $R_1 \approx 92\%$, $R_2 \approx 50 - 70\%$ на линии генерации лазера $\lambda_s = 1576nm$. Накачка АС осуществляется встречными пучками излучения ПЛ, $\lambda_p = 976nm$. Модовый расширитель (ДМ₂) служит, во-первых, для селективного возбуждения основной моды (LP_{01}) сегмента ступенчатого многомодового световода (ССМС), с диаметром основной моды d_m , во –вторых, для оптимального согласования указанной моды с основной модой стандартного одномодового световода SMF-28 с диаметром моды d_s : обеспечивает

достаточно малые потери (не более 0,5 дБ) при согласовании указанных мод, имеющих существенно разные диаметры ($d_s \ll d_m$; $d_s \approx 10,5 \mu m$; $d_m \approx 40 \mu m$) при «минимальных» коэффициентах связи моды SMF с более высокими направляемыми модами ССМС, которые могут возбуждаться в результате деформации изгиба (коэффициенты связи мод на стыках световодов разных типов существенно зависят от геометрии и ППП световодов [137,171]).

Схема и параметры элементов оптоволоконного МОРС приведены на рис.2.14. Полная длина сегмента ССМС - многомодового кварцевого световода с металлическим (медным) покрытием составляет $l \approx 35 \text{ м}$, при этом длина колебательного элемента (КЭ) – участка, совершающего изгибные колебания, $l_c \approx 6 \div 9 \text{ м}$. Концы сегмента заделаны в керамические капилляры (ферулы) и обработаны до оптического класса чистоты для нанесения полупрозрачного отражателя и обеспечения эффективной оптической связи с модовым расширителем. Основные характеристики ССМС: числовая апертура $NA = 0,2$; диаметр сердцевины $d_{c0} = 100 \mu m$; кварцевой оболочки $d_{cl} = 105 \mu m$; наружный диаметр металлической оболочки $d = 125 \mu m$ (толщина медного покрытия $h \approx 10 \mu m$); на рабочей длине волны $\lambda_s \approx 1,57 \mu m$ волноводный параметр ССМС, $V \approx 41$. В соответствии с приведенными данными диаметр основной моды ССМС, $d_m(LP_{01}) = (2 \cdot \ln V)^{-\frac{1}{2}} \cdot d_{c0} \approx 37 \mu m$ [137], что достаточно близко к диаметру моды на выходе использованного конусного модового расширителя $\phi \approx 42 \mu m$. Металлическое покрытие ССМС обеспечивает: высокую эффективность лазерного возбуждения изгибных колебаний (в данном случае-за счет фототермического механизма); высокую добротность и частоту собственных колебаний КЭ при заданной геометрии и краевых условиях. В данной схеме эффективное фототермическое возбуждение колебаний достигается тем, что лазерное излучение с помощью вспомогательного многомодового световода ($100/125 \mu m$) направляется непосредственно к поверхности КЭ (ССМС), покрытого тонким слоем сажи-поглотителя излучения.

Эффективный коэффициент отражения участка ($ВМ_2$) с учетом коэффициентов пропускания оптоволоконного микроосциллятора и расширителя моды (K), составляет, $R_{2эф} = K^2 \cdot R_2$, где $R_2=50-70\%$ - отражение полупрозрачного зеркала (M_2). Экспериментальная зависимость $R_{2эф}$ от величины центрального угла (α) (угла отклонения) приведена на рис.2.14(с) (радиус кривизны $\rho = l_c/\alpha$). Необходимая глубина модуляции коэффициента пропускания ССМС при изгибных колебаниях достигается путем оптимизации исходного радиуса кривизны ρ_0 , обеспечивающего, с одной стороны, достаточную крутизну кривой $K(\rho)$, с другой - допустимые оптические потери в резонаторе ВЛ, которые реализуются в окрестности рабочей точки, выделенной пунктирной линией на рис.2.14(с).

Отметим, что при значительных изгибах, соответствующих $|\alpha| \geq 2 \cdot 10^{-2} rad$, зависимость $R_{2эф}(\alpha)$ является немонотонной, что, вероятно, связано с увеличением связи основной моды SMF с другими направляемыми модами ССМС, что приводит к возникновению модовых «шумов».

АЧХ глубины модуляции коэффициента отражения $R_{2эф}(\Omega)$ в условиях вынужденных колебаний ССМС при акустическом и лазерном (фототермическом) возбуждении колебаний показывает, что собственные частоты f_0 и добротности Q_0 (на воздухе) низшей моды изгибных колебаний ССМС составляют соответственно $f_0 = 4,95kHz$, $Q_0 = 270$ для $l_c \approx 9mm$ и $f_0 = 11,75kHz$, $Q_0 = 220$ при $l_c \approx 6mm$. Фототермическое возбуждение осуществляется модулированным по мощности излучением ПЛ ($\lambda = 980nm$) с выходной мощностью $P(t) = \frac{1}{2}P_0 \cdot (1 + \cos \Omega t)$.

Отметим, что в случае $l_c \approx 9mm$ на частоте $\frac{\Omega}{2\pi} = f_D = 5,70kHz$ наблюдается дополнительный резонансный пик, обусловленный, вероятно, сложным характером движения центра масс колебательного звена (КЗ) по замкнутой кривой эллиптической формы из-за круглого сечения световода.

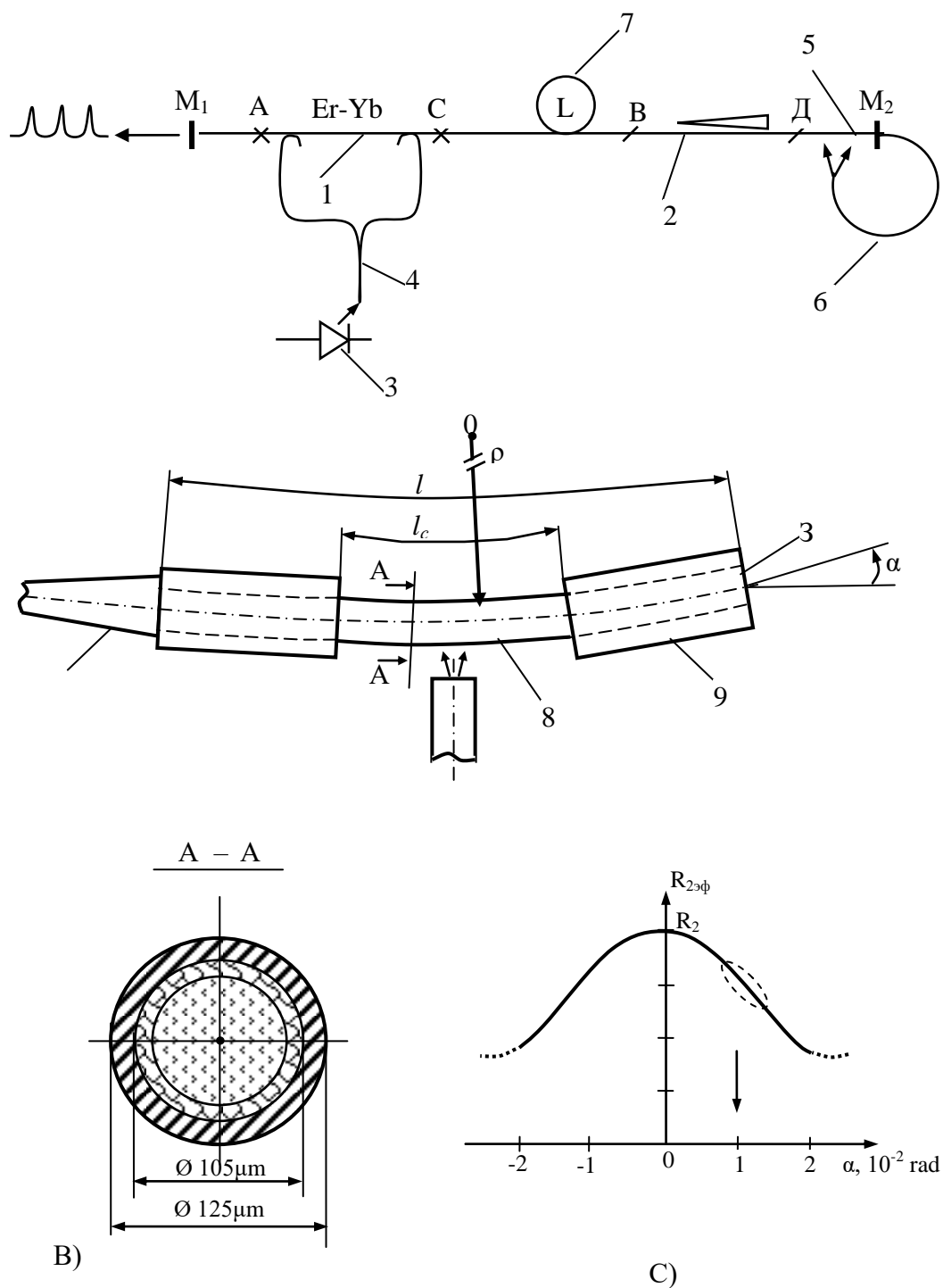


Рис.2.14. Схема полностью волоконного ВЛ-МОМРС: 1 – АС; 2 – модовый расширитель; 3 – ПЛ накачки; 4 – вол. разв-ль; 5 (8) – (КЭ); 6 – ММ световод; 7 – SMF-28; 3-(M_2) – п/п зеркало; В) – сечение КЭ; С) – зависимость $R_{2\text{эф}}(\alpha)$.

Экспериментальные значения $f_0 = 4,95\text{kHz}$ и $11,75\text{kHz}$ удовлетворительно согласуются с расчетными величинами собственных частот поперечных колебаний КЭ-ССМС:

$$f_n \approx \frac{\pi}{8} \cdot \frac{d}{l_c^2} \left(\frac{E_{\text{eff}}}{\rho_{\text{eff}}} \right)^{1/2} \cdot \left(n + \frac{3}{2} \right)^2 \quad [172], \text{ где } n = 0, 1, 2 \dots; E_{\text{eff}}$$

и ρ_{eff} – эффективные модуль Юнга и плотность двухслойного стержня с заделанными концами – модель КЭ.

В режиме лазерной генерации ЭИВЛ, в условиях резонанса собственной частоты упругих поперечных колебаний ССМС ($f_{0,d}$) с частотой релаксационных колебаний в ЭИВЛ $f_{rel} \approx f_{0,d}$, при превышении определенного (второго) порогового значения мощности накачки, соответствующей выходной мощности лазерного излучения (P_s) (на поверхности ССМС), $P_s \geq P_{cr} = 4mW$ в лазерной системе возникают устойчивые автоколебания с частотой $F \approx f_{0,d}$. Важно подчеркнуть, что автоколебания существуют при освещении поверхности ССМС лишь с одной определенной стороны, что связано с необходимостью обеспечения именно положительной обратной связи в ЭИВЛ – ССМС. Отметим, что сравнительно низкая частота релаксационных колебаний ЭИВЛ одновременно с необходимым уровнем мощности лазерного излучения $P_s \geq 4mW$ достигались за счет увеличения длины волоконного лазерного резонатора путем добавления отрезка пассивного световода SMF-28 длиной $L \approx 120 m$. Резонансная частота КЭ (ССМС), благодаря условию $\alpha \ll 1$, может легко варьироваться за счет продольных деформаций КЭ, что позволяет использовать их в качестве сенсорных элементов резонансных ВОД. Благодаря возможности регулирования частоты собственных колебаний и ее зависимости от внешних условий, воздействий $f(P, T, a, \dots)$ возможно управление модуляционными характеристиками генерируемого излучения ВЛ и создание полностью волоконных ВОД с частотным выходом.

На рис.2.15. приведены экспериментальные зависимости: $f_0(\varepsilon)$ – резонансной частоты КЭ – ССМС от деформации растяжения $\left(\varepsilon = \Delta l_c / l_c\right)$, полученной в режиме вынужденных колебаний при фототермическом возбуждении и зависимость частоты автоколебаний $F(T)$ в ЭИВЛ – ССМС от температуры (T) медной пластинки с закрепленным на ней ССМС. Увеличение температуры пластинки приводит к растяжению КЭ, вызывающего изменение

частоты автомодуляции интенсивности ВЛ с коэффициентом $\frac{1}{F} \cdot \frac{\Delta F}{\Delta T} \approx 0,004\%/^{\circ}\text{C}$.

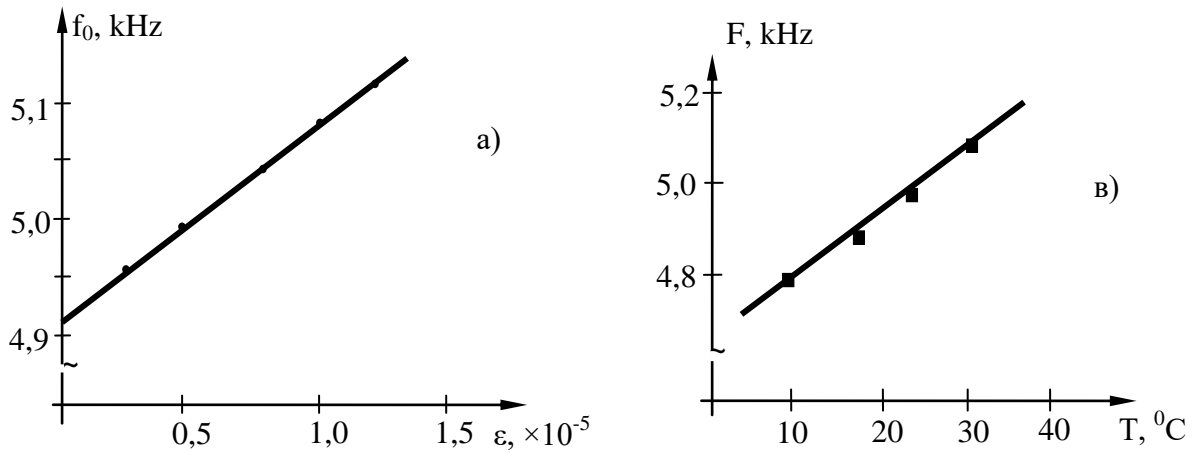


Рис. 2.15. Зависимость резонансной частоты от деформаций растяжения $f_0(\varepsilon)$ (а); частоты автоколебаний от температуры $F(T)$ (в).

Характеристики излучения в волоконных световодах, как известно [173], могут модулироваться с помощью разных видов деформаций (поперечных, продольных, кручения и др.). Интерес к данному методу модуляции обусловлен тем, что он обеспечивает возможность эффективной модуляции амплитуды в световоде при одновременном выполнении целого ряда условий: 1) широкий рабочий спектральный диапазон, в частности, спектральная независимость свойств оптоволоконного МОМРС, по крайней мере, в диапазоне (1500 ÷ 1600 *nm*); 2) высокая эффективность лазерного возбуждения колебаний при сравнительно малых мощностях излучения ($P_s \leq 10 \text{ mW}$); 3) простота и надежность конструкции МОМРС и возможность легко управлять его характеристиками, что существенно упрощает схему ВЛ-МОМРС и расширяет возможности их применений.

В световодах в металлическом покрытии фототермическое возбуждение колебаний возможно при поглощении излучения также на внутренней поверхности металлического слоя ССМС (на границе кварцевая оболочка –

металл). При этом целесообразно использовать световоды с тонкой отражающей оболочкой, либо же вовсе без нее (со структурой сердцевина - металлическое покрытие), включающих, как предельный случай - полые металлические световоды. Лазерное возбуждение изгибных колебаний в них может осуществляться, например, за счет асимметрии поперечного распределения фототермоиндуцированных напряжений, возникающих вследствие поглощения излучения и теплового расширения материалов, что достигается, например, путем нанесения на поверхность ССМС асимметричного слоя металла с неравномерной толщиной вдоль периметра (рис 2.16а). Представляют интерес ССМС с двухслойным покрытием, содержащим металл с отрицательным КТР [174]. В этом случае за счет оптимизации толщин слоев и упругих констант материалов возможно скомпенсировать статические продольные и поперечные термоупругие деформации, обусловленные средней поглощенной мощностью. При этом динамические составляющие изгибающих моментов, $m_{1,2}(z, t)$, создаваемые парциальными вкладами слоев (1,2), в зависимости от характера распределения температурной волны в них, могут давать синфазные вклады, обеспечивая максимальную эффективность лазерного возбуждения. По оценкам, в ССМС с пленкой Ni на половине боковой поверхности сегмента из однородного кварцевого стержня с диаметром $d = 50 \mu m$, половина мощности основной моды (LP_{01}^* , при $\lambda = 1500 - 1600 nm$) поглощается на участке СМСС с длиной $l = 7$ мм (3,5 мм при двойном пробеге туда-обратно). Отметим, что сильное поглощение можно реализовать в световодах с тончайшими металлическими пленками в условиях плазмонного резонанса [175]. Очевидно, в указанных случаях нет необходимости во вспомогательном ММ световоде, использованном для подведения возбуждающего лазерного излучения к КЗ, что упрощает схему оптоволоконной МОМРС, приобретающей «минимальную» конфигурацию. Большой интерес представляют покрытия, синтезированные из уникальных диэлектрических или полупроводниковых материалов, обладающих

повышенной фото и/или электрострикцией в сочетании с необходимыми оптическими и акустомеханическими свойствами [176], что позволит повысить эффективность лазерного возбуждения колебаний в широком диапазоне частот.

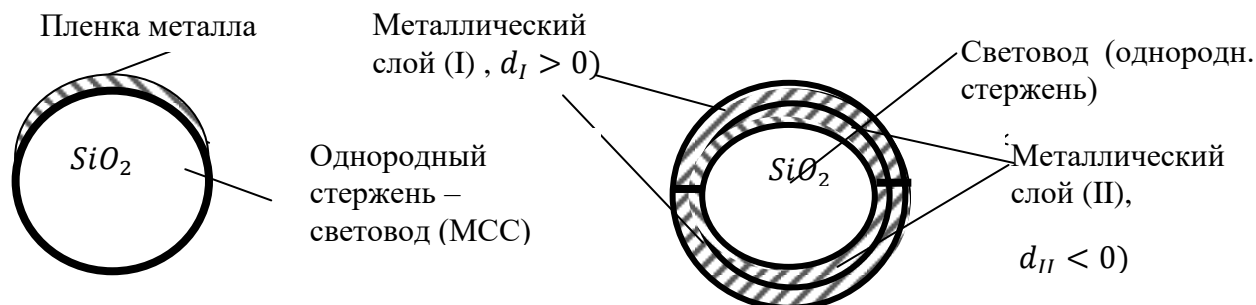


Рис.2.16. Схемы сечений СВСС в асимметричной оболочке.

Таким образом, в волоконном лазере реализован режим пассивной модуляции добротности, основанный на лазерном возбуждении резонансных колебаний на участке волоконного резонатора ВЛ в виде сегмента специального световода. Отметим, что возможно также дальнейшее развитие рассмотренной схемы полностью волоконной ВЛ-МОМРС за счет совмещения функций колебательного элемента и активного световода ВЛ (раздел 2.7).

Характеристики оптоволоконных пассивных модуляторов могут быть улучшены за счет использования современных микроструктурированных световодов (МВС), которые одновременно могут играть роль акустических волноводов [177], при этом лазерное возбуждение колебаний структурных элементов МВС может осуществляться благодаря безынерционным механизмам нетепловой природы [85,178].

2.4. Режим бигармонических (двухчастотных) автоколебаний в волоконных лазерах с двумя микроосцилляторами

С помощью технологий мехатроники и волоконной оптики возможно создание многоэлементных МОМРС в микрооптическом, оптоволоконном или интегральном исполнении, в которых лазерное излучение может одновременно

взаимодействовать с несколькими микроосцилляторами, формируя лазерные системы ВЛ-МОМРС_{i=2,3,..N.}, что приводит к сложным колебательным системам [188] нового типа. Свойства «многозеркальных» лазерных систем с неподвижными зеркалами изучена детально [189], однако режимы генерации в условиях пассивной модуляции параметров зеркал, в особенности, когда глубина модуляции имеет резонансный характер, изучены явно недостаточно. В настоящем разделе приведены результаты численного моделирования и экспериментального исследования [150*,190*,191*] динамики лазерных систем с двумя микроосцилляторами - элементами составного зеркала в автоколлиматорной схеме ВЛ-МОМРС_{1,2.}

Численное исследование проведено в рамках модели, представленной в разделе 2.1, в которой с учетом специфики микроосцилляторных составных зеркал на основе автоколлиматорного отражателя существенно изменены уравнения (2.14), (2.19), определяющие эффективный коэффициент отражения и движение микроосцилляторов, формирующих составное зеркало. Здесь рассмотрена многоэлементная МОМРС планарной конструкции, в которой предполагается, что в положении равновесия микроосцилляторы находятся в одной «плоскости». С учетом этого выражение для результирующей комплексной амплитуды $A(t)$ волны, отраженной от МОМРС, $E_r(t) = A(t) \cdot \exp(-i\omega t)$, и поступающей на вход волоконно-оптического резонатора ВЛ (на вход автоколлиматора) определяется формулой:

$$A_R(t) = E_0 \cdot s_1 \cdot r_1(U_1(t)) \cdot \exp\left(-i \cdot \frac{2\pi}{\lambda} (z_0 + U_1(t))\right) + E_0 \cdot s_2 \cdot r_2(U_2(t)) \cdot \exp\left(-i \cdot \frac{2\pi}{\lambda} (z_0 + U_2(t))\right) \quad (2.35)$$

где E_0 – амплитуда падающей коллимированной волны (с сечением, s_0); $U_{1,2}(t)$ - смещения микроосцилляторов из положения равновесия в условиях фотоиндуцированных колебаний; $s_{1,2}$ - площади сечений коллимированного пучка, проецируемые на соответствующие микроосцилляторы; i - мнимая

единица; $r_{1,2}(U_{1,2}) = \sqrt{R_{01,2}} \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi_0 + \chi \cdot U_{1,2})^2}{2\theta_0^2}\right)$ - парциальные амплитудные коэффициенты отражения, $R_{01,2}$ - энергетический коэффициент отражения поверхности микроосцилляторов. Для простоты рассмотрим случай двух микроосцилляторов, заметив при этом, что формула (2.35) при учете дополнительных слагаемых, связанных с парциальными вкладами других микроосцилляторов, позволяет рассмотреть более общий случай многоэлементных МОМРС. В предположении малых амплитуд колебаний микроосцилляторов $|U_{1,2}| \ll \lambda/2\pi$; $|\chi \cdot U_{1,2}| \ll \varphi_0$, формула (2.35) приводит к выражению для эффективного коэффициента отражения (по мощности) автоколлиматорной системы:

$$R_{2eff}(U_1, U_2) = \frac{(A_R \cdot A_R^*)}{E_0^2 \cdot S_0^2} \approx \frac{1}{S_0^2} (s_1 \cdot r_1(U_1) + s_2 \cdot r_2(U_2))^2. \quad (2.36)$$

Пренебрегая взаимодействием микроосцилляторов (через общую упругую подложку и вязкую среду в зазоре между ними) и полагая одинаковыми как оптические свойства, так и механизмы фотоиндуцированных сил, уравнения движения микроосцилляторов имеют вид:

$$\ddot{U}_{1,2} + \frac{\omega_{1,2}}{Q_{1,2}} \cdot \dot{U}_{1,2} + \omega_{1,2}^2 \cdot U_{1,2} = \frac{1}{m_{1,2}} \cdot F_{1,2}, \quad (2.37)$$

где эффективная фотоиндуцированная сила в ряде случаев (давление света, фотопьезоэффект, электрострикция и др.) представляется в виде:

$$F_{1,2}(t) = B_{1,2} \cdot \frac{s_{1,2}}{s_0} \cdot P_{s+}(L, t), \quad (2.38)$$

где коэффициенты $B_{1,2}$ зависят от геометрических и оптико-физических характеристик микроосцилляторов; $P_{s+}(L, t) = I_{s+}(L, t) \cdot \frac{\pi d_c^2}{4}$ - полная мощность лазерного излучения, падающего на микроосцилляторы (вкладом спонтанного излучения ($\lambda_{Yb}, \lambda_{ASE}$) пренебрегаем).

Численные расчеты выполнены с использованием значений параметров, представленных в табл.2.1;2.4. Для частотно-гармонического анализа расчетных «осциллограмм» разработаны программы, осуществляющие Фурье-анализ

интенсивности лазерного излучения I_ω и расчет частоты автоколебаний, F с помощью метода, основанного на подсчете количества пересечений «нулевого» значения за определенный временной интервал. Численные решения получены для различных диапазонов собственных частот микроосцилляторов и параметров лазерных систем, в условиях внутреннего резонанса ($f_{rel.} \approx f_1 \approx f_2$) в диапазонах: (50 ÷ 60 kHz); (180 – 220 kHz) , при этом расстройка собственных частот микроосцилляторов достигает: $\Delta = \left| \frac{f_2 - f_1}{f_{1,2}} \right| = 0 \div 20\%$, добротности их составляют, $Q_{1,2} = 100 \div 200$.

Данные расчетов свидетельствуют о широком разнообразии динамических режимов рассматриваемых лазерных систем ЭИВЛ-МОМРС_{1,2}, при этом основные результаты численного моделирования сводятся к следующему:

в условиях резонанса $f_{rel.} \approx f_{1,2}$:

- a) при малых расстройках собственных частот, меньших критического значения, $\Delta < \Delta_{кр} \approx 0,03$ в лазерной системе возможны синхронные автоколебания с единой (общей) частотой;
- b) при значениях $0,03 < \Delta < 0,1$ существуют режимы двухчастотных (бигармонических) синхронных автоколебаний, при этом Фурье-спектр интенсивности лазерного излучения содержит спектральные компоненты на частотах F_1 и F_2 , близких к собственным частотам микроосцилляторов $F_1 \approx f_1$; $F_2 \approx f_2$. Результаты численного моделирования, соответствующие данному режиму представлены на рис.2.17-2.19, где показаны осциллограммы и Фурье-спектры сигналов (интенсивности лазерного излучения $I_s(t)$ и колебаний микроосцилляторов $U_{1,2}(t)$), при значениях: $f_1 \approx 50 \text{ kHz}; f_2 \approx 53 \text{ kHz}$ ($\Delta \approx 0,06$); $\frac{B_2 \cdot S_2}{B_1 \cdot S_1} = \frac{7}{4}$, при этом $f_{rel.} < f_1 < f_2; f_1 \approx 190 \text{ kHz}, f_2 \approx 220 \text{ kHz}$;
- c) относительная разность частот автоколебаний (разность частот $F_{1,2}$, соответствующих «пикам» в Фурье - спектре) определяется, в основном, относительной расстройкой собственных частот микроосцилляторов,

$\frac{F_2 - F_1}{F_1} = (1 + \chi) \cdot \frac{f_2 - f_1}{f_1}$, где поправка χ ($\chi \ll 1$) зависит, в частности, от соотношений собственных частот в лазерной системе ($f_{rel.}, f_1, f_2$) (взаимного расположения на числовой оси).

Эксперименты [190*,191*] выполнены с помощью линейных ЭИВЛ (рис.2.20), в которых в качестве составного микроосцилляторного зеркала использованы кремниевые планарные многоэлементные МОМРС разных типов (микроконсоль, микромостики). Собственные частоты и добротности для основных мод колебаний микроосцилляторов составляют соответственно $f = 20 \div 200 \text{ kHz}$, $Q = 40 \div 250$ (на воздухе). Накачка АС в виде GTW-структуры с длиной $1 \div 3 \text{ м}$, осуществляется излучением ПЛ накачки $\lambda_p \approx 976 \text{ nm}$, с возможностью плавной регулировки средней выходной мощности лазерного излучения $P_s = 0 \div 30 \text{ mW}$ и относительного уровня накачки $r = \frac{P_n}{P_{n.пор.}} = 0 \div 4$, позволяющей варьировать частоту релаксационных колебаний ВЛ в пределах $f_{rel.} = 0 \div 170 \text{ kHz}$. Диаметр коллимированного пучка, падающего на МОМРС, составляет $d \approx 400 \mu\text{m}$, что обеспечивает возможность взаимодействия лазерного пучка одновременно с двумя и более микроосцилляторами, имеющими ширину $100 \div 120 \mu\text{m}$ и расположенных параллельно друг другу с зазором $\Delta \approx 15 \div 20 \mu\text{m}$. Важно отметить момент, касающийся обеспечения необходимых значений частотной расстройки микроосцилляторов. Во-первых, несмотря на то, что наборы микроосцилляторов сформированы в едином технологическом процессе синтеза всей МОМРС в целом, тем не менее наблюдается некоторый разброс характеристик даже для соседних колебательных элементов, приводящий к относительной расстройке частот вплоть до 5%, что можно объяснить неоднородностью свойств исходных материалов и случайными отклонениями геометрических размеров от заданных значений. Во-вторых, созданы МОМРС специального типа с монотонно изменяющейся длиной колебательных элементов вдоль ряда микроосцилляторов. В-третьих, осуществлялась плавная

регулировка резонансной частоты отдельного микроосциллятора за счет избирательного нагрева с помощью сфокусированного оптического излучения в пределах спектра поглощения материала или же благодаря магнитострикции в никелевом покрытии микроосциллятора при приложении локального магнитного поля. При этом, ввиду одинаковой топологии и конструкции микроосцилляторов естественно предполагать равные значения эффективностей фотоиндуцированных сил для разных микроосцилляторов, принадлежащих одной группе.

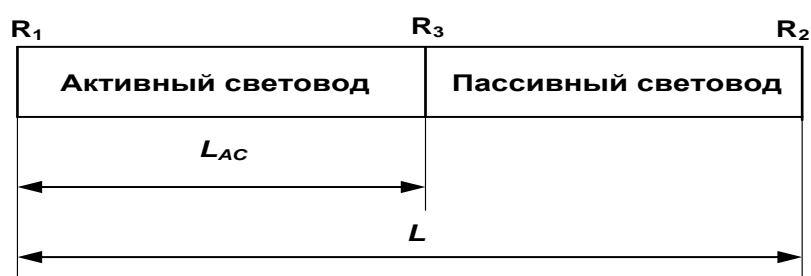


Таблица 2.4. Параметры и результаты расчетов

$f_1(\text{кГц}) - G_1$	136-0.024	190-0.04	140-0.024	380-0.04	200-0.02 206-0.02
$f_2(\text{кГц}) - G_2$	134-0.024	220-0.04	130-0.024	390-0.04	
$I_p, 10^{28} \text{ фот./см}^2 \text{ с}$	0.5	1	0.05	3	
Режим, наблюдаемые частоты (кГц)	Биений нет, одночастотн. 136	Биения есть: 190, 220	Биения есть: 130, 140, некоторые затухают	Биений нет, одночастотн. 390	Биения есть но нерегулярн.
$G_{1,2}$ – коэффициенты, характеризующие эффективность лазерного возбуждения микроосцилляторов					

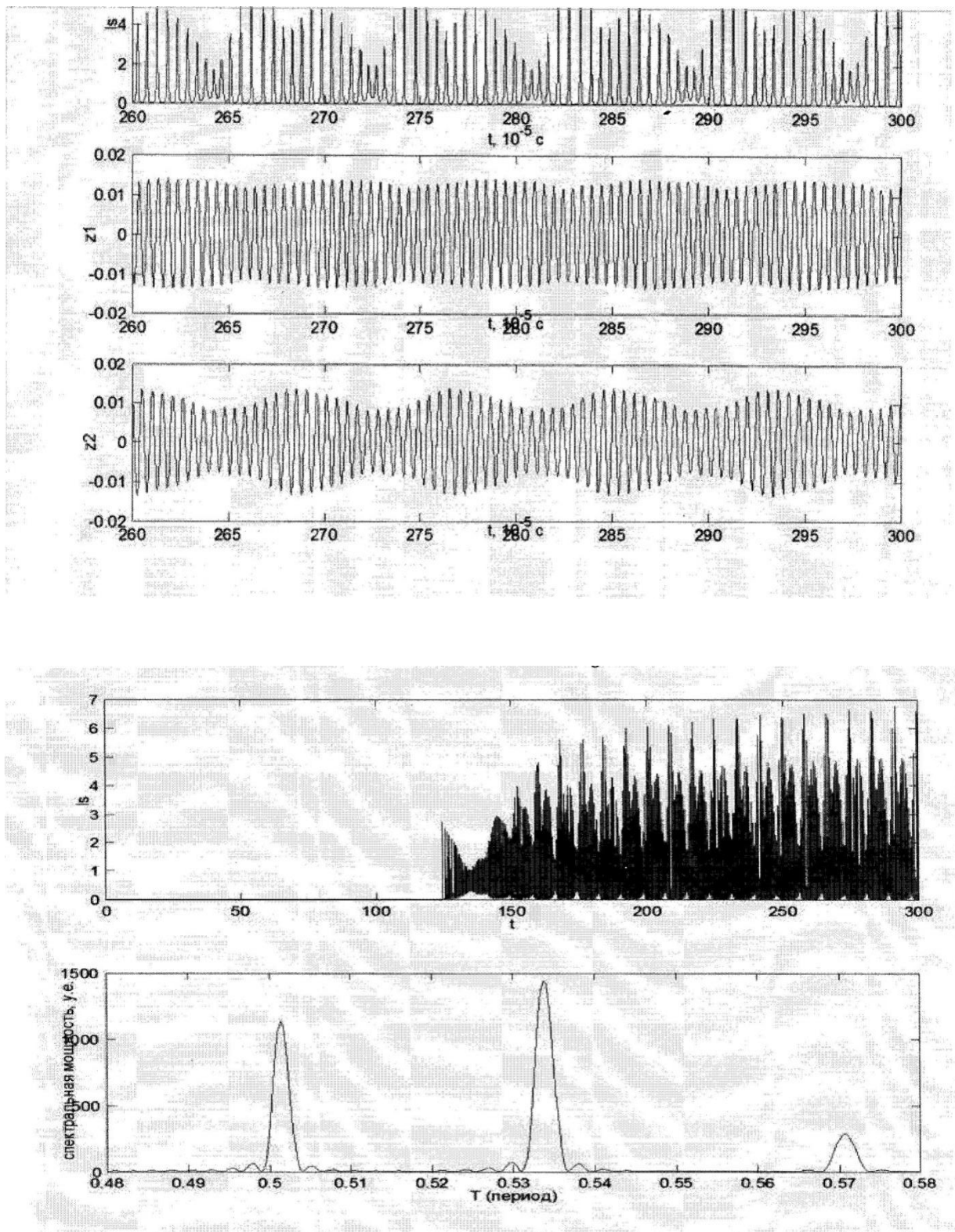


Рис.2.17. Осциллограммы интенсивности ВЛ (I_s) и колебаний микроосцилляторов (z_1, z_2);
 Фурье-спектр интенсивности в режиме бигармонических автоколебаний,
 $f_1 \approx 50 \text{ kHz}$; $f_2 \approx 53 \text{ kHz}$.

На рис.2.21. приведены экспериментальные осциллограмма и Фурье-спектр интенсивности излучения ВЛ $I_s(t)$ в области низких (разностных частот МОМРС_{1,2}), полученные при: $f_1 \approx 50 \text{ kHz}$; $f_2 \approx 53 \text{ kHz}$ в режиме двухчастотных автоколебаний. Фурье-спектр интенсивности лазера содержит (наряду с частотами ($F_{1,2} \approx f_{1,2}$)), также их разностную частоту $\Delta F \approx f_1 - f_2$, (вместе с гармониками), обусловленную нелинейностью ВЛ-МОМРС_{1,2}.

Существование режима двухчастотных (бигармонических) автоколебаний в рассматриваемых лазерных системах качественно можно пояснить с помощью модели из трех связанных осцилляторов, представляющих в данном случае два микроосциллятора с собственными частотами $f_{1,2}$, взаимодействующих с третьим - моделирующим релаксационные колебания в лазере с частотой f_{rel} . Как известно [143,192], в системе из трех (и более) связанных осцилляторов, в принципе, возможны различные режимы автоколебаний – на одной, двух и даже трех частотах, условия реализации которых существенно ужесточаются по мере роста количества частот.

Упомянутая схематичная модель служит лишь для наглядности, при этом детальное описание свойств рассматриваемых ВЛ-МОМРС_{1,2}, достигается с помощью разработанной математической модели (2.1÷2.38), позволяющей проводить численное моделирование динамики лазерных систем, необходимое для создания устройств с прогнозируемыми характеристиками. Исследованное явление открывает возможности создания новых типов резонансных ВОД с дифференциальной схемой, характеризующихся повышенной устойчивостью к воздействию на систему дестабилизирующих факторов.

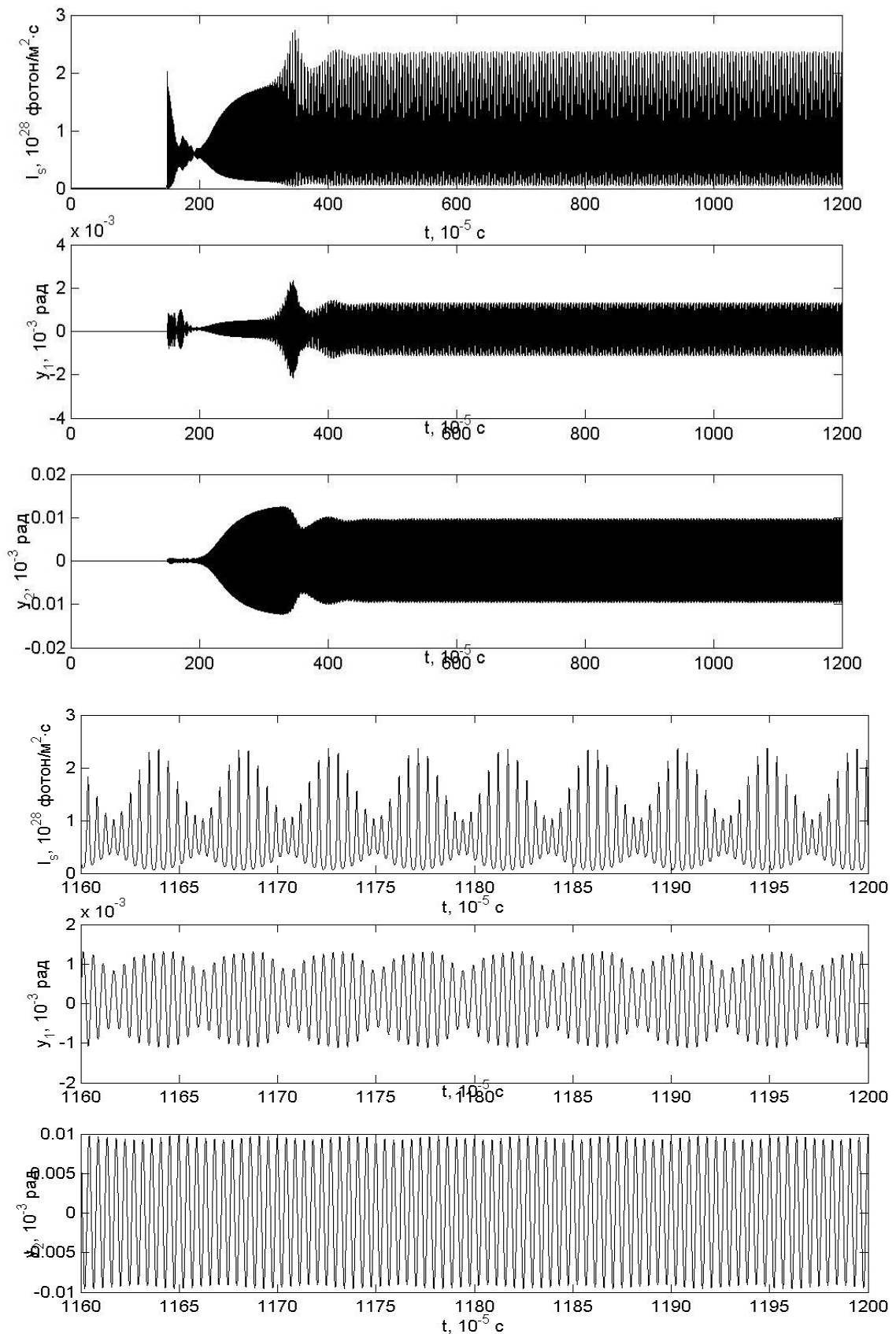


Рис.2.18. Расчетные зависимости интенсивности излучения $I_s(t)$ и колебаний $y_{1,2}(t)$ в двухчастотном режиме (биений): $f_1 \approx 190$ kHz, $f_2 \approx 220$ kHz;
 $R_2(U_1, U_2) = R_{20} \cdot (\exp(-(y_1 - \varphi_0)^2 / 5) + \exp(-(y_2 - \varphi_0)^2 / 5))$; $Q_{1,2} = 120$; $[y, \varphi_0] =$ мрад.

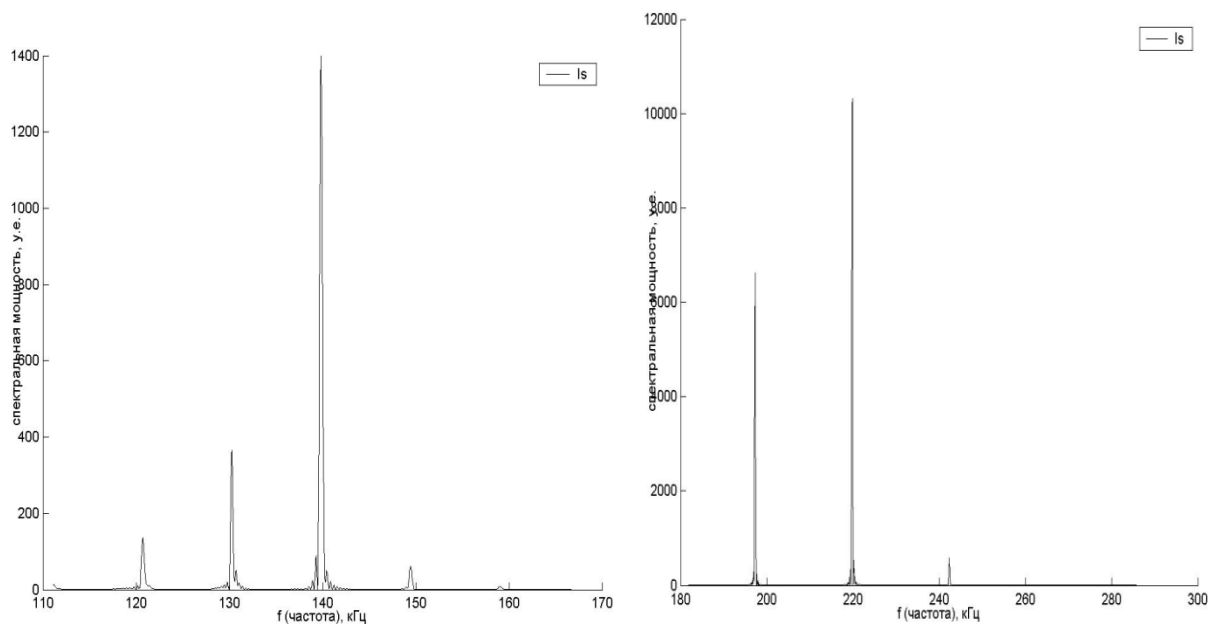


Рис.2.19. Расчетные Фурье-спектры интенсивности ВЛ в режиме биений: а) $f_1 = 130\text{kHz}$; $f_2 = 140\text{kHz}$; в) $f_1 = 190\text{kHz}$, $f_2 = 220\text{kHz}$.

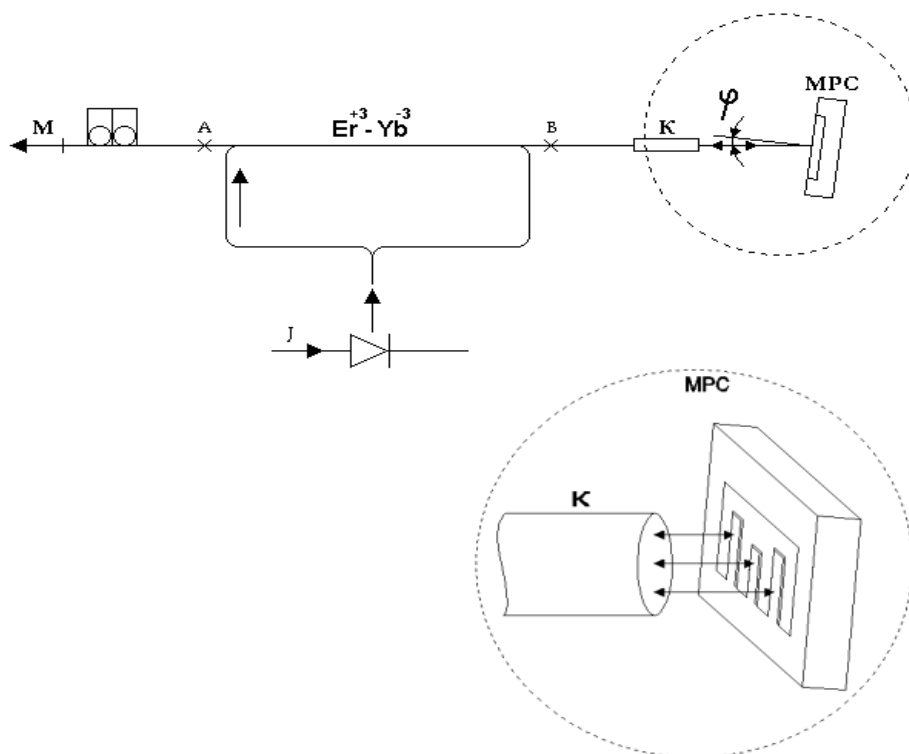


Рис.2.20. Схема ЭИВЛ-МОМРС с одновременным взаимодействием лазерного излучения с несколькими микроосцилляторами.

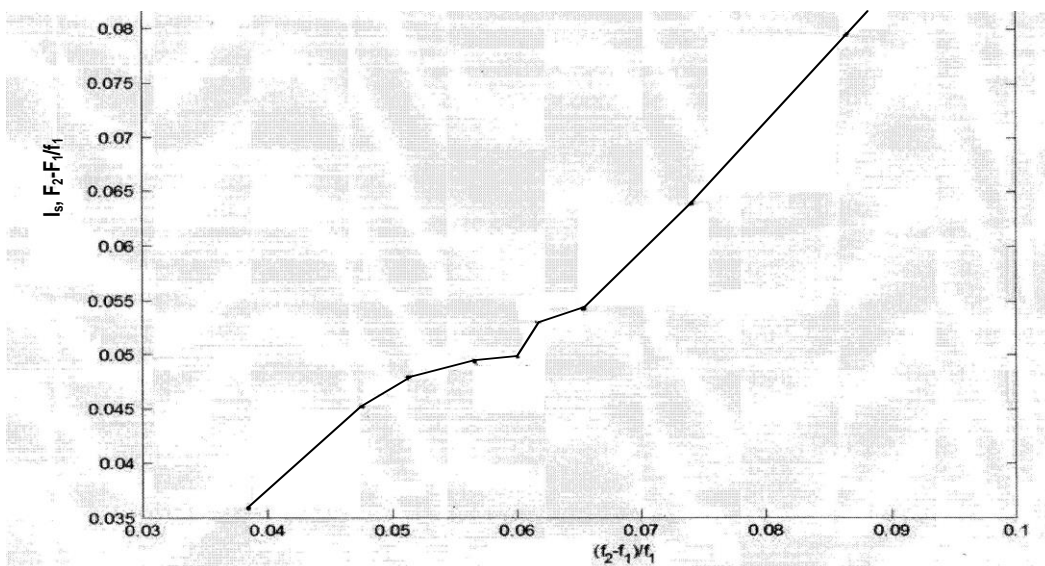
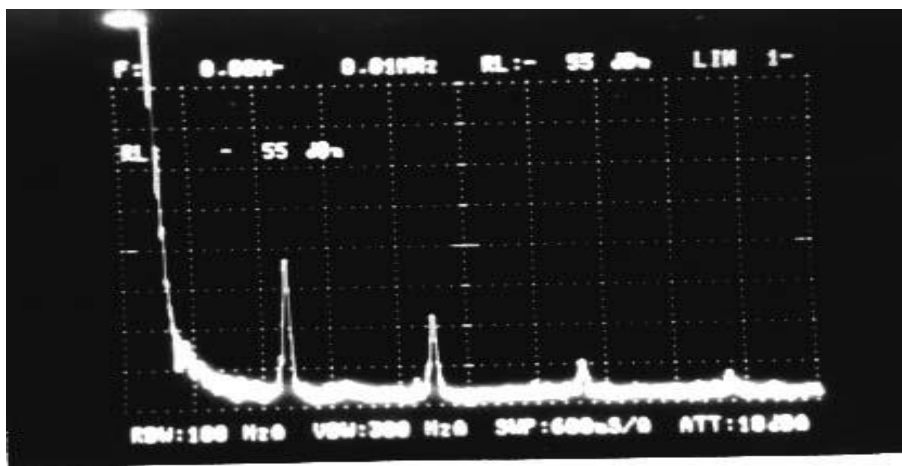
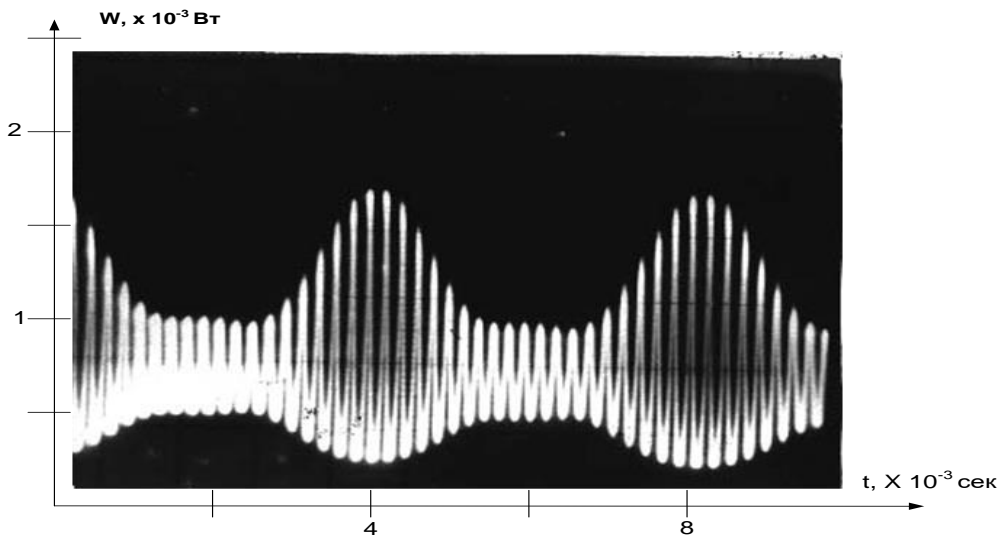


Рис.2.21. Режим двухчастотных автоколебаний (экспериментальные результаты): осциллограмма интенсивности ВЛ (А); низкочастотный Фурье-спектр интенсивности ВЛ (В); зависимость разности частот $\frac{F_2 - F_1}{F_1}$ от $\frac{f_2 - f_1}{f_1}$ (С).

2.5. Автоколебания направления поляризации излучения волоконных лазеров с МОМРС

Автоколебания в ВЛ-МОМРС, рассмотренные выше, имеют место в условиях резонанса $f \approx f_{rel.s}$, где $f_{rel.s}$ – синфазная (основная) частота релаксационных колебаний в лазере, которая занимает особое место в спектре частот релаксационных колебаний $f_{rel.i}$, $i = 1, 2, \dots, N$ [32,113,114]. В этой связи актуально исследование динамики ВЛ-МОМРС в условиях резонансов других типов ($f \approx f_{rel.i}$), в частности, $f \approx f_{rel.a}$, где $f_{rel.a}$ – частота «антифазных» релаксационных колебаний ортогональных поляризационных «супермод» – наборов одинаково поляризованных продольных мод ВЛ [116,125]:

$$f_{rel.a} \approx \frac{1-\beta}{1+\beta} \cdot f_{rel.s} \quad (2.28)$$

где β – константа связи поляризационных «супермод» в активной среде, зависящая от степени анизотропии активных центров ($\beta \leq 1$). В волоконных лазерах на основе кварцевых активных световодов (АС) возможна генерация с ортогональными состояниями поляризации $x(y)$, при этом указанные частоты $f_{rel.s,a}$ четко проявляются, в частности, в спектре шумов сигналов полной интенсивности ортогональных поляризационных «супермод» ($I_{x,y}$) ($I_{\Sigma} = I_x + I_y$, ($f_{rel.s}$)) и их разности $\Delta I = I_x - I_y$, ($f_{rel.s}, f_{rel.a}$) [125].

Ранее, экспериментально показано [191*], что как частота автоколебаний в ВЛ-МОМРС, так и релаксационных колебаний в ВЛ, зависят от состояния поляризации генерируемого излучения $F(\psi)$, $f_{rel}(\psi)$ (рис.2.22), что может обуславливаться как поляризационной анизотропией резонатора, так и анизотропией излучения накачки (состояние поляризации варьировалось с помощью волоконного контроллера поляризации (КП) путем изменения угла (ψ) между осями фазовых пластин). Зависимости $F(\psi)$ и $f_{rel}(\psi)$ получены, соответственно, при уровнях накачки выше (кривая а) и ниже (кривая в) порога возбуждения автоколебаний, возникающих при токе инжекции $I_{thr} = 350$ мА. Приведенные данные показывают, что имеется четкая корреляция между

указанными функциями, при этом микроосциллятор оказывает существенное стабилизирующее действие: относительное изменение поляризационных уходов частоты автоколебаний, $\delta_1 = (F_{max} - F_{min}) / F_{max} \approx 0,024 \%$, тогда как, $\delta_2 = (f_{rel.max} - f_{rel.min}) / f_{rel.max} \approx 6 \%$, $\delta_1 \ll \delta_2$

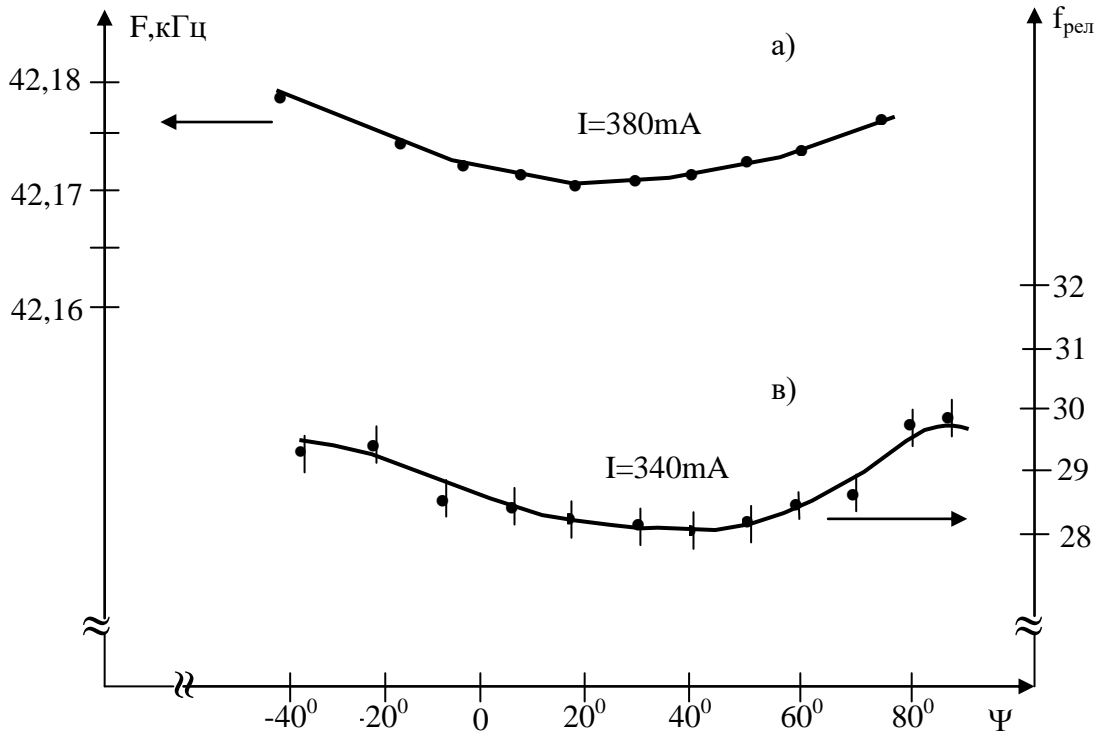


Рис.2.22 Зависимости частоты автоколебаний (а) и релаксационных колебаний (б) от состояния поляризации в ЭИВЛ-МОМРС.

В данном разделе показано, что в ВЛ-МОМРС в условиях «низкочастотного» резонанса ($f \approx f_{rel.a}$) поляризационная зависимость оптомеханического взаимодействия приводит к регулярным периодическим автоколебаниям направления поляризации генерируемого излучения - чередованию собственных ортогональных состояний поляризации резонатора с частотой автоколебаний, определяемой в основном, собственной частотой микроосциллятора $F = (1 + \alpha) \cdot f$, $\alpha \ll 1$, что открывает возможности для создания лазерных источников со стабильной частотой модуляции направления поляризации излучения [179*,180*].

Эксперименты выполнены с помощью линейных ЭИВЛ-МОМРС (рис.2.23), в которых поляризационно анизотропный автоколлиматор с микроосциллятором (микроконсоль) выполняет роль поляризационно-анизотропного зеркала (M_1) с переменным коэффициентом отражения. Эффективность оптической связи между МОМРС и АС, осуществляемой автоколлиматорной системой, зависит, в частности, от параметров поляризационных компонент фундаментальной моды волоконного резонатора ($LP_{01x,y}$), характеристик градиентной линзы (селфока), формирующей коллимированный пучок, оптических свойств и размеров поляризационной расщепляющей (двулучепреломляющей) призмы из исландского шпата ($CaCO_3$). Накачка активной среды – (Er:Yb) одномодового активного световода осуществляется в сердцевину (АС) излучением п/п лазера ($\lambda_p \approx 976 \text{ nm}$) с регулируемой мощностью (P), направляемым в АС с помощью волоконного спектрального мультиплексора (WDM, 980/1550). В качестве полупрозрачного отражателя (M_2) использованы интерференционные узкополосные пленочные структуры, сформированные на торцевых поверхностях световодов, имеющие максимальный коэффициент отражения $R_2 = 0,2 \div 0,7$, ($\lambda_{max} \approx 1538 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_{1/2} \approx 10 \div 12 \text{ nm}$), коэффициент прохождения на длине волны накачки более 80%. С помощью поляризационной расщепляющей призмы, обеспечивающей пространственное разделение поляризационных компонент, реализованы условия, при которых параллельные ортогонально поляризованные лазерные пучки взаимодействуют с различными участками микроконсоли: пучок с х-поляризацией направляется в область поверхности с центром O_1 , у-поляризация – в область с центром O_2 (рис.2.23). Управление (коррекция) собственными состояниями поляризации лазерного резонатора осуществляется с помощью волоконного контроллера поляризации.

Длины лазерных резонаторов (M_1, M_2) и активных световодов (АС) составляют соответственно: $L = 1,5 \div 15 \text{ м}$, $l_{AC} = 1 \div 2 \text{ м}$. Характерные размеры автоколлиматорной системы: диаметр коллимированного пучка

$d \approx 380 \mu m$; расстояние между центрами пучков ($O_1 O_2 \approx 450 \mu m$); размеры поляризационной призмы $3 \times 3 \times 5$ мм; размеры микроконсолей $L \times b \times h \approx (800 \div 1400) \times (220 \div 300) \times (6 \div 12) \mu m$, причем, обе поверхности микроконсолей симметричным образом покрыты тонкой пленкой никеля (Ni) (с толщиной $h_{Ni} \approx 400 nm$); в экспериментах использованы МОМРС двух типов – на основе кремния, изготовленные методом анизотропного травления и из кварцевого стекла – на основе ленточного кварцевого световода. Собственные частоты основных мод поперечных колебаний микроосцилляторов $f \approx 10 \div 18 kHz$, механическая добротность $Q \approx 40 \div 70$ (на воздухе).

Резонансные колебания микроосциллятора, возбуждаемые лазерным излучением, приводят к модуляции эффективных коэффициентов отражения поляризованных пучков $R_{1x,y}$ (коэффициента обратного ввода излучения в АС), которые в данном случае составляют:

$$R_{1x,y} = R_1(\varphi_0 + \alpha_{x,y}) \approx R_1(\varphi_0) + R_1'(\varphi_0) \cdot \alpha_{x,y} \quad (2.29)$$

где $R_1(\varphi)$ - диаграмма направленности коллимированного пучка с учетом отражательной способности МОМРС, φ_0 - исходный угол между осью пучка и нормалью к МОМРС; $\alpha_{x,y}$ - локальные углы отклонения участков поверхностей микроконсоли в местах падения поляризованных пучков – в окрестностях $O_{1,2}$. Экспериментальные зависимости $R_1(\varphi)$ аппроксимируются функцией Гаусса: $R_1(\varphi) = R_{10} \cdot \exp(-\varphi^2 / \theta^2)$, где θ - расходимость пучка ($R_{10} = 0,2 \div 0,5$; $\theta \approx 2 \cdot 10^{-3} rad$). В однорезонансном приближении с учетом формы низшей моды собственных колебаний микроосциллятора, $u(z, t) = v(z) \cdot \tilde{u}(t)$, где $v(z)$ - нормированная функция Крылова [126], имеем $\alpha_{x,y}(t) = k_{x,y} \cdot \tilde{u}(t)$, где $\tilde{u}(t) = u(L, t)$ - смещение свободного конца микроконсоли из положения равновесия, $k_x = \frac{dv}{dz} \Big|_{z=z_x}$, $k_y = \frac{dv}{dz} \Big|_{z=z_y}$ - коэффициенты - тангенсы «локальных» углов наклона. В результате, $R_{1x,y} = R_1(\varphi_0) + \tilde{k}_{x,y} \cdot \tilde{u}$, где $\tilde{k}_{x,y} = U'(z_{x,y}) \cdot k_{x,y}$.

В условиях непрерывной накачки $P = const$, в рамках приближения скоростных уравнений лазера [181], «низкочастотная» динамика рассматриваемой биполяризационной лазерной системы ЭИВЛ-МОМРС описывается автономной системой уравнений:

$$\dot{I}_{x,y} = B \cdot (N_{x,y} + \beta \cdot N_{y,x}) \cdot I_{x,y} - \frac{I_{x,y}}{\tau_{x,y}} \quad (2.30)$$

$$\dot{N}_{x,y} = W_p - B \cdot (I_{x,y} + \beta \cdot I_{y,x}) \cdot N_{x,y} - \frac{N_{x,y}}{\tau_{sp}} \quad (2.31)$$

$$\ddot{u} + \frac{\omega}{Q} \cdot \dot{u} + \omega^2 \cdot \tilde{u} = \frac{1}{m_{eff}} \cdot (F_x + F_y) \quad (2.32)$$

$$\tau_{x,y} = \frac{2L}{c(\Pi_{x,y} - \ln R_2 \cdot R_{1x,y})} \quad (2.33)$$

$$F_{x,y}(t) = \frac{\gamma_{x,y}}{r_{th}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t - \tau) \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{th}}\right) \cdot \frac{I_{x,y}(\tau) d\tau}{1 + R_{1x,y}(\tau)}, \quad (2.34)$$

где $I_{x,y}$ и $N_{x,y}$ – соответственно интенсивности поляризованных лазерных пучков и инверсные населенности активных центров, поляризованных в x (y) направлениях; $\tau_{x,y}$ – времена жизни фотонов соответственно с x (y) поляризацией в лазерном резонаторе; $\Pi_{x,y}$ – соответствующие нерезонансные (серые) потери в резонаторе ЭИВЛ; τ_{sp} – время жизни метастабильного уровня активных центров; $m \approx 0,7 \cdot L \cdot b \cdot (\rho_{Si} \cdot h_{Si} + 2 \rho_{Ni} \cdot h_{Ni})$ – эффективная масса микроосциллятора; $W_p(P)$ – скорость накачки АС; $F_{x,y}$ – эффективные фотоиндуцированные силы, действующие на микроконсоль, обусловленные поляризованными компонентами излучения лазера. В рассматриваемых условиях основную роль играет фототермический механизм возбуждения колебаний МОМРС [97,182], при этом благодаря симметричной структуре микроконсолей (с одинаковыми пленками никеля на обеих поверхностях) средняя поглощенная мощность излучения не приводит к заметной статической фотоиндуцированной деформации изгиба. Принципиально важно, что различие в пространственном расположении областей взаимодействия пучков с микроконсолью ($z_x \neq z_y$) приводит к неравенству коэффициентов $\gamma_x \neq \gamma_y$ [182] т.е. к различию эффективных сил $F_x \neq F_y$ даже при одинаковых интенсивностях

пучков $I_x = I_y$. В итоге, различие как в глубине модуляции эффективных коэффициентов отражения ($k_y \gg k_x$), так и фотоиндуцированных сил ($\gamma_x \neq \gamma_y$) в ЭИВЛ-МОМРС приводит к сильной конкуренции ортогональных компонент генерируемого излучения не только в АС, но также при взаимодействии с МОМРС, что приводит к сложной динамике в ВЛ-МОМРС.

Исследование стационарных состояний и линеаризованной системы (2.30-2.34) в окрестностях точек равновесия (раздел 1.6), показывает, что в условиях $f \approx f_{rel.a}$ существуют значения параметров ($W; \varphi_0; k; Q$; и т.д.), при которых искомые решения имеют вид квазигармонических функций с медленно возрастающими амплитудами: $\tilde{u}(t) \approx A_i(t) \cdot \cos(2\pi ft)$, $\tilde{I}_{x,y} = A_{x,y}(t) \cdot \cos(2\pi ft + \varphi_{x,y})$, ($\varphi_x - \varphi_y = \pi$), $\left| \frac{\dot{A}_i}{A_i} \right| \ll f$, подтверждающие существование в фазовом пространстве предельного цикла с соответствующими автоколебаниями с частотой $F \approx f$.

В эксперименте возможность независимой вариации ряда параметров ЭИВЛ-МОМРС (длины резонатора L , интенсивности накачки P , нерезонансных потерь Π , оптико-физических свойств и размеров МОМРС и т.д.) позволяет исследовать динамику рассматриваемых лазеров в многомерном пространстве характеристических величин ($f, f_{rel.a}, P, \varphi_0, \dots$). На основе полученных результатов можно заключить, что, в условиях непрерывной накачки ($P = const$) при выполнении условия «низкочастотного» резонанса ($f_{rel.a} \approx f$) существует область значений (P, φ_0), при которых в ЭИВЛ-МОМРС имеют место устойчивые автоколебания с частотой $F = f \cdot (1 + \alpha)$, $\alpha \ll 1$, характеризующиеся периодическим чередованием ортогональных состояний поляризации лазерного излучения, имеющего практически постоянную среднюю мощность. Указанный режим реализуется при выполнении: $P > P_{cr}$ – критическая мощность накачки, соответствующая порогу (второму) возбуждения рассматриваемых автоколебаний ($P_{cr} > P_{th}$ – порог лазерной генерации); угол φ_0 соответствует определенной ветви диаграммы

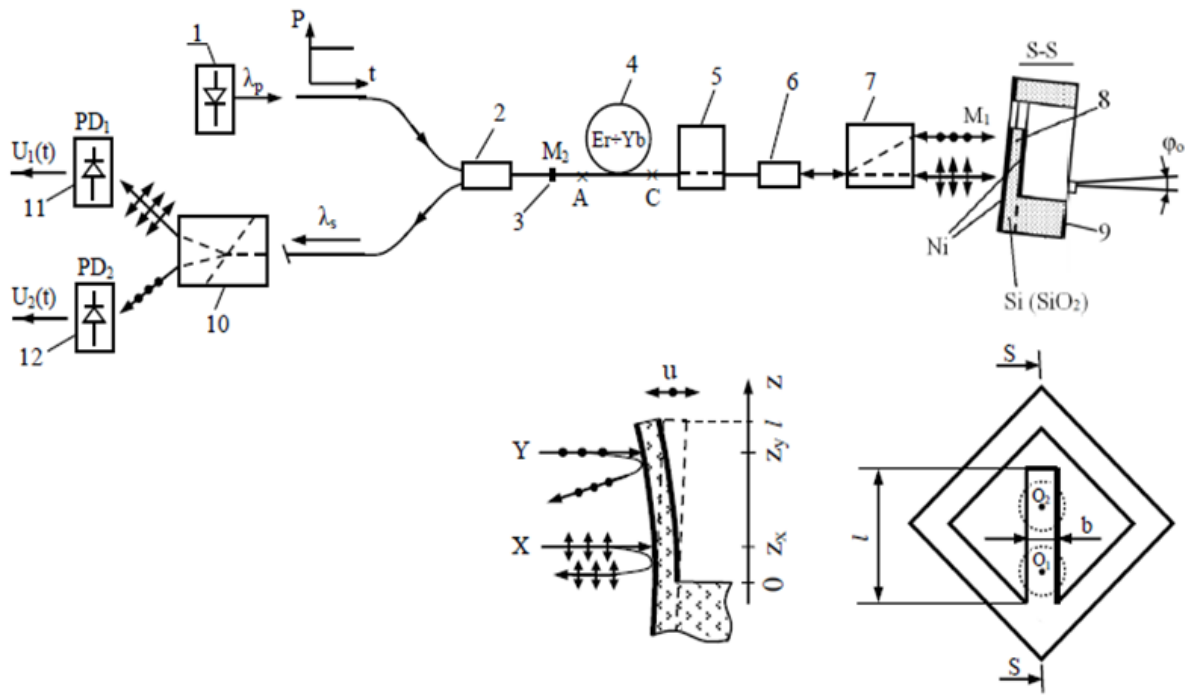
направленности $R_1(\varphi)$ (на возрастающем (убывающем) участке функции $R_1(\varphi)$ в зависимости от знака фотоиндуцированной силы ($\gamma_{x,y}$)). При постоянных параметрах лазерной системы (без применения специальных мер по термостабилизации, виброизоляции и т.д.) кратковременная нестабильность частоты автоколебаний ЭИВЛ-МОМРС (в нормальных условиях) составляет $\left| \frac{\Delta F}{F} \right|_{\text{фл}} \lesssim 5 \cdot 10^{-5}$ (время усреднения $\tau \simeq 10$ сек). При изменениях температуры окружающей среды наблюдается «уход» оптимальных поляризационных характеристик лазерного резонатора, что приводит к изменениям параметров автоколебаний (даже-к их срыву), компенсация которых (с восстановлением автоколебаний) осуществляется с помощью контроллера поляризации.

На рис.2.23 представлены осциллограммы (а) и фурье-спектр (б) выходных сигналов фотоприемников $PD_{1,2}$, соответствующие режиму «низкочастотных» автоколебаний ($F \approx 12,8 \text{ kHz}$), которые четко демонстрируют «антифазный» характер модуляции (чередование) ортогональных состояний поляризации, с глубиной модуляции интенсивностей, близкой 100%. В спектре сигналов вполне четко проявляется максимум, соответствующий основной частоте релаксационных колебаний $f_{rel.s} \simeq 67 \div 72 \text{ kHz}$, что с учетом значения $f_{rel.a} \approx 13 \text{ kHz}$ приводит к оценке константы связи поляризационных «супермод» $\beta \approx 0,68$ (соотношение (1)), которая достаточно близка к известным данным [183]. При определенных условиях, как известно [184-186], в волоконных лазерах возможны режимы генерации, приводящие к «антифазной» модуляции поляризации, при этом колебания носят нерегулярный (близкий к случайному) характер со значительным разбросом, как длительности, так и интенсивности импульсов. В данном же случае автоколебания поляризации излучения в ЭИВЛ-МОМРС имеют четко детерминированный, регулярный характер с весьма высокой стабильностью частоты модуляции, которая может регулироваться в определенных пределах за счет изменения резонансной частоты МОМРС. Отметим, что с точки зрения повышения стабильности характеристик рассматриваемых лазерных систем в

оптических резонаторах целесообразно применять поляризующие активные и пассивные волокна, ориентированные оптимальным образом относительно оптических осей двулучепреломляющей призмы. Возможные режимы и параметры автоколебаний могут быть расширены за счет использования МОМРС, с разными типами колебательных элементов (микромембраны, микромостика или многоэлементных МОМРС). В заключение отметим, что, в перспективе, возможно создание поляризационно чувствительных (анизотропных) МОМРС, в которых фотоиндуцированные силы вследствие, например, дихроизма или двулучепреломления могут зависеть от состояния поляризации падающего света [108,187]. В этом случае области взаимодействия поляризационных «супермод» с МОМРС могут совпадать, что может приводить к дополнительным особенностям в динамике лазеров с МОМРС.

В работе [180], на основе полевых уравнений биполяризационного ВЛ – МОМРС нами рассмотрена возможность «высокочастотных» автоколебаний в условиях резонанса собственной частоты МОМРС и частоты поляризационных биений в ВЛ, $\Delta\nu_{x,y} \approx f$.

Важно подчеркнуть, что предложенная модель (2.30-2.34), описывающая динамику состояния поляризации в лазерных системах ВЛ – МОМРС с поляризационно-анизотропным оптомеханическим взаимодействием и показывающая существование режима регулярных автоколебаний направления поляризации излучения ВЛ с резонансной частотой микроосциллятора, по существу, «инвариантна» к типу внутррезонаторной МОМРС и применима к системам как с микрооптическими, так и с оптоволоконными поляризационно-анизотропными микроосцилляторами.



A)

B)

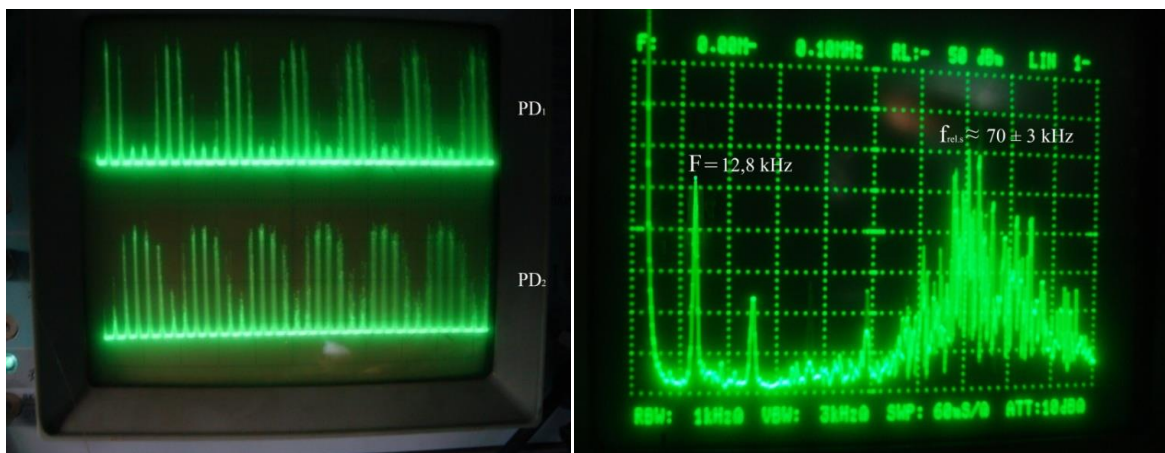


Рис. 2.23 Схема EYDFL-MOMRS с анизотропным резонатором: 1 – ПЛ накачки; 2 – волоконный спектральный мультиплексор (WDM - 980/1550); 3 – полупрозрачное зеркало; 4 – активный световод (Er:Yb); 5 – волоконный контроллер поляризации; 6 – градиентная линза (селфок); 7 – поляризационная расщепляющая (двулучепреломляющая) призма (CaCO_3); 8 – колебательный элемент MOMRS – микроконсоль; 9 – корпус MOMRS; 10 – поляризационная призма Волластона; 11,12 – фотоприемники ($\text{PD}_{1,2}$). (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 $F = 12,8 \text{ kHz}$.

2.6 Автоколебания в ВЛ в условиях пассивной модуляции спонтанного времени жизни в активном микросветоводе

Рассмотренные выше автомодуляционные режимы генерации ВЛ, возникающие в условиях внутреннего резонанса $f_{rel.} = f$, обусловлены пассивной модуляцией параметров лазерного резонатора (добротности, длины и др.), осуществляемой микроосциллятором. При этом такие ключевые характеристики активной среды, как спонтанное время жизни, сечение поглощения (излучения), время декогеренции поляризации и др. в обычных (нормальных) условиях рассматриваются как константы, т.к. определяются, в основном, внутренней структурой активных частиц и физическими свойствами матрицы АС.

Вместе с тем, спонтанное время жизни метастабильного уровня активной частицы (τ_{sp}) может существенно зависеть от условий отражения излучения на границах АС, что связано с тем, что скорость спонтанного перехода активных частиц из возбужденного состояния в основное, определяется, в том числе, плотностью энергетических состояний фотонов, которая, в свою очередь, зависит от граничных условий для фотонов [193]. Физическая причина этой связи заключается в том, что спонтанный переход в активном центре, по существу, является тем же вынужденным переходом, который, однако, происходит под действием так называемых «нулевых» колебаний электромагнитного поля. При этом «нулевые» флуктуации, как и всякое электромагнитное поле, удовлетворяет определенным граничным условиям, которые, в свою очередь, влияют на плотность состояний фотонов, что, собственно, и приводит к зависимости скорости спонтанного перехода от граничных условий. В частности, в случае АС с плоскими отражающими границами влияние их эквивалентно действию дополнительных фиктивных источников – зеркальных «изображений» реальных активных частиц АС, являющихся отражениями от указанных границ, при этом реальные частицы и их «изображения» являются полностью когерентными, что приводит к

интерференционным эффектам. Для активных частиц, находящихся на больших расстояниях от поверхности АС (превышающей λ), в силу большой удаленности «изображения» его влиянием (и, соответственно, влиянием граничных условий) на спонтанный переход частицы можно пренебречь. Однако вблизи поверхностей, на расстояниях $a \lesssim \lambda$, интерференционное влияние «изображения» весьма значительное. Так, в эрбиевых активных волоконных микросветоводах имеющих даже вполне «макроскопический» диаметр $d \simeq 7 \mu m$, нанесение металлического зеркала на боковую поверхность активного микросветовода приводит к уменьшению времени жизни на 30% [193], а в эрбиевых активных планарных тонких волноводах в результате нанесения металлической пленки на одну из поверхностей волновода время жизни может измениться в несколько раз [194,195]. Отметим также, что в случае АС, расположенных внутри волновода с отражающими стенками, при поперечных размерах волновода, сравнимых с длиной волны излучения, интерференционные эффекты приводят к немонотонной зависимости времени спонтанного перехода от поперечных размеров волновода [195], при этом указанные особенности существенно зависят также от состояния поляризации излучения.

Современные технологии волоконной оптики и микро(нано)систем позволяют создавать ВЛ на основе активных световодов с микро(нано)размерами (АМС), которые в силу малых поперечных размеров характеризуются также весьма малой изгибной жесткостью, что существенно повышает эффективность действия фотоиндуцированных сил, приводящих к деформации изгиба. Это открывает возможности для реализации новых условий генерации ВЛ - в режиме пассивной модуляции времени жизни метастабильного уровня (одного из ключевых параметров АС) за счет лазерного возбуждения упругих волн изгиба в АМС, граничащих с отражающими поверхностями. При этом исследование динамики рассматриваемых ВЛ требует учета целого ряда факторов, в частности,

зависимости оптических свойств АМС от микро(макро) изгибов, механических краевых условий, граничных условий оптического отражения излучения от поверхности АМС и внешних отражателей.

В настоящем разделе рассмотрены предложенные нами методы реализации режима пассивной модуляции спонтанного времени жизни, основанные на изменении расстояния ($z(t)$) между плоским зеркалом и активным микросветоводом в условиях лазерного возбуждения упругих волн изгиба в активном микросветоводе [196*] и гибкой металлической пластине – зеркале [197*]. Рассматриваемые модели ВЛ, показаны на рис.2.24;2.25. АМС представляет собой сегмент однородного тонкого ($d \lesssim \lambda$) активного световода, легированного редкоземельными элементами, расположенного в исходном (недеформированном) состоянии, параллельно поверхности зеркала, $\Delta(x) = \Delta_0$.

В рассматриваемом ВЛ активный микросветовод одновременно выполняет функции как активной среды, так и микроосциллятора. Примем, что диаметр АМС $d \lesssim \lambda/2$, Δ_0 , ($\Delta_0 \lesssim \lambda$). Время жизни метастабильного уровня АМС, является функцией зазора $\tau_{sp}(\Delta)$, которое в исходном состоянии (недеформированного АМС) одинаково по всей его длине и составляет $\tau_{s0} = \tau_{sp}(\Delta_0)$, причем, функция $\tau_{sp}(\Delta_0)$ может иметь немонотонный характер [195]. Примем, что возбуждаемые лазерным излучением упругие волны изгиба в АМС распространяются вдоль оси ОХ, при этом смещение АМС из положения равновесия составляет, $U(t, x)$. В условиях колебаний разные участки АМС находятся на разных расстояниях от зеркала $\Delta(t, x) = \Delta_0 + U(t, x)$, при этом пространственно–временное распределение времени жизни метастабильного уровня вдоль АМС, $\tau_{sp}(t, x) = \tau_{sp}(\Delta_0 + U(t, x))$, которое в приближении малых колебаний ($|U(t, x)| \ll \Delta_0$) можно представить в виде:

$$\tau_{sp}(t, x) \approx \tau_{s0} + k \cdot U(t, x), \quad (2.39)$$

где $\tau_{s0} = \tau_{sp}(\Delta_0)$; коэффициент $k = \left. \frac{d\tau_{sp}}{d\Delta} \right|_{\Delta=\Delta_0}$, может иметь как положительный, так и отрицательный знаки.

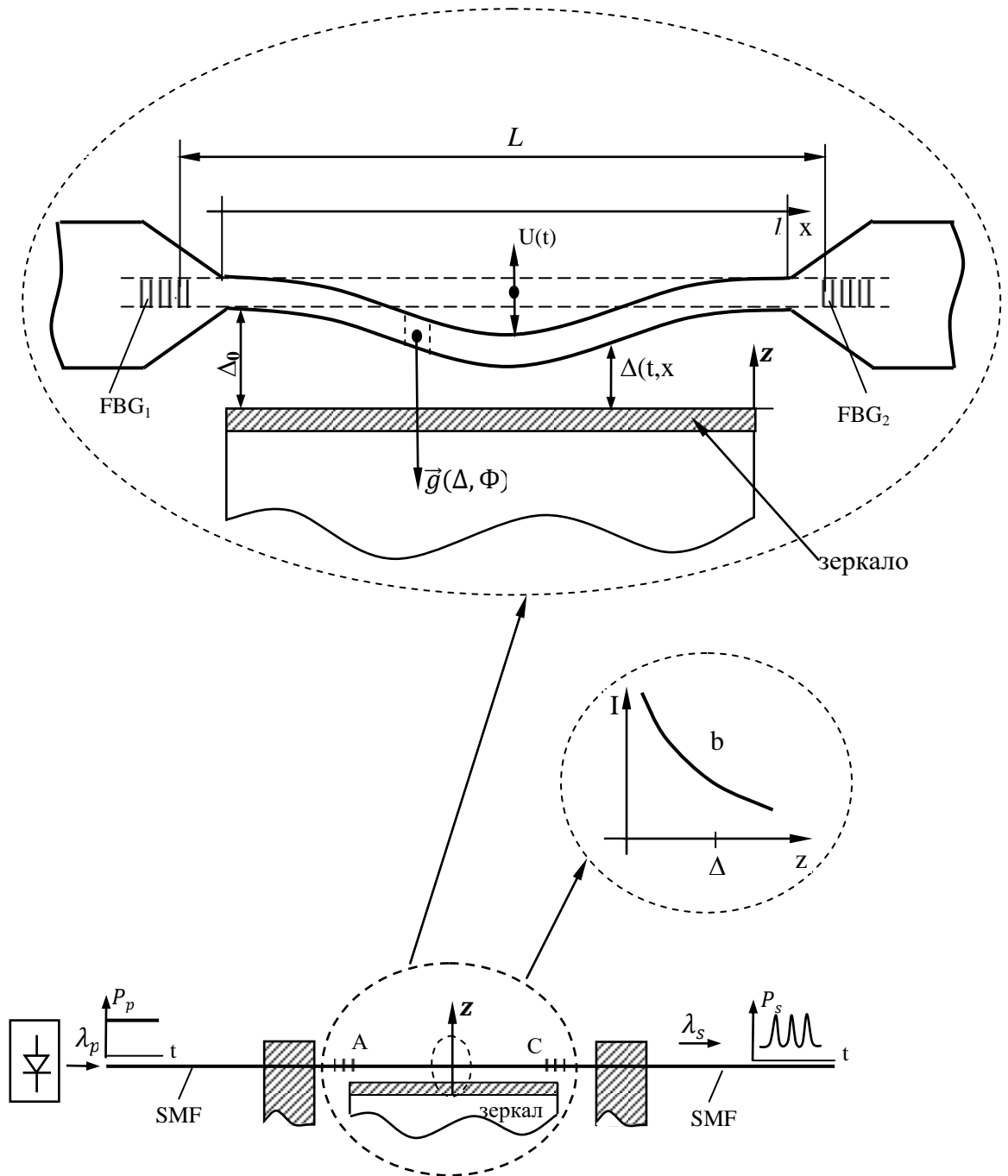


Рис.2.24. Схема ВЛ на основе АМС с модулируемым временем жизни метастабильного уровня, $\tau_{sp}(\Delta(t, x))$. $FBG_{1,2}$ - Брэгговские решетки – зеркала ($M_{1,2}$) резонатора ВЛ. Вставка (b) иллюстрирует неоднородное распределение (градиент) интенсивности лазерного излучения над зеркалом в области расположения АМС. L – длина лазерного резонатора ($l \lesssim L$).

ВЛ рассматривается как распределенная система и описывается в рамках приближения скоростных уравнений для заселенностей уровней (инверсии), и уравнений переноса излучения в резонаторе. Колебания АМС в однорезонансном приближении имеют вид $U(t, x) = U(t) \cdot \varphi(x)$, где $\varphi(x)$ – собственная функция (форма колебаний) основной моды поперечных колебаний АМС, $U(t)$ – смещение точки с максимальным отклонением. В зависимости от условий закрепления микросветовода на концах возможны различные краевые условия для $\varphi(x)$ на границах: $x = 0$, $x = l$. В частности, в случае жесткого защемления АМС на концах: $\varphi(0) = 0$; $\varphi'(0) = 0$; $\varphi(l) = 0$; $\varphi'(l) = 0$, при этом форма колебаний имеет вид:

$$\varphi(x) = U(k_1 \cdot x) - \frac{T(k_1 \cdot l)}{U(k_2 \cdot l)} \cdot V(k_1 \cdot x), \quad (2.40)$$

где $U(x), T(x), V(x)$ – известные функции Крылова [126], $k_1 \approx 4,73/l$.

Рассматриваемые колебания, вообще говоря, приводят к модуляции не только времени жизни τ_{sp} , но и потерь в АМС (соответственно, времени жизни фотона в резонаторе (τ_{ph})), в частности: вследствие изгиба АМС; поглощения в зеркале и оптического туннелирования в подложку. При достаточно большом радиусе кривизны микросветовода, $\rho \approx |U_{XX}|^{-3/2} \gg R_{cr}$ (R_{cr} - критический радиус кривизны [137]) изгибными потерями можно пренебречь, при этом модуляцию времени жизни фотона в лазерном резонаторе (модуляцию добротности) из-за переменного поглощения или туннелирования излучения в подложку при колебаниях АМС представим в виде $\tau_{ph} = \tau_{ph}(\Delta_0, U(t))$. Ограничившись малыми колебаниями АМС, указанные времена жизни можно представить в виде:

$$\tau_{sp}(\Delta_0, U) \approx \tau_{so} \cdot (1 + k_s \cdot U) \quad (2.41)$$

$$\tau_{ph}(\Delta_0, U) \approx \tau_{po} \cdot (1 + k_p \cdot U), \quad (2.42)$$

где $\tau_{so} = \tau_{sp}(\Delta_0, 0)$; $\tau_{po} = \tau_{ph}(\Delta_0, 0)$; $k_p = \frac{1}{\tau_{po}} \cdot \frac{\partial \tau_{ph}}{\partial U}(\Delta_0, 0) \cdot \frac{1}{L} \cdot \int_0^l \varphi(x) dx$;

$k_s = \frac{1}{\tau_{so}} \cdot \frac{\partial \tau_{sp}}{\partial U}(\Delta_0, 0) \cdot \frac{1}{L} \cdot \int_0^l \varphi(x) dx$ ($l \leq L$).

В результате, динамика, рассматриваемого ВЛ (распределенной системы), после усреднения уравнений по длине резонатора ВЛ, описывается системой:

$$\dot{\Phi} = B \cdot N \cdot \Phi - \frac{\Phi}{\tau_{ph}(U)} \quad (2.43)$$

$$\dot{N} = P - B \cdot N \cdot \Phi - \frac{N}{\tau_{sp}(U)} \quad (2.44)$$

$$\ddot{U} + \frac{\omega}{Q} \cdot \dot{U} + \omega^2 \cdot U = \frac{1}{m} \cdot F_\phi = k^* \cdot \Phi, \quad (2.45)$$

где $N(t)$, $\phi(t)$ – соответственно усредненные по резонатору лазера инверсия и концентрация фотонов лазерного излучения, P – скорость накачки ($P = const$); $U(t)$ – смещение «центра масс» АМС; F_ϕ – эффективная результирующая фотоиндуцированная сила, в частности, градиентная «оптическая» сила, пропорциональная поперечному градиенту интенсивности лазерного излучения в области нахождения микросветовода, $F_\phi = \kappa \cdot \left. \frac{\partial I}{\partial z} \right|_{z=\Delta_0}$, где $I(z)$ – поперечное распределение интенсивности лазерного излучения над зеркалом, $I(z) \sim \Phi$.

В положении равновесия:

$$U_0 \approx \frac{\xi - 1}{B \cdot \tau_{so} \cdot \left(\frac{\omega^2}{k^*} - \xi \cdot R_{th} \cdot (k_s + k_p) \right)} \quad (2.46)$$

$$N_0 \approx \frac{1}{B \cdot \tau_{po}} \cdot (1 - k_p \cdot U_0) \quad (2.47)$$

$$\Phi_0 \approx \frac{\xi - 1}{B \cdot \tau_{so}} \cdot (1 - k_s \cdot U_0) \quad (2.48)$$

При смещениях из равновесия: $\varphi = \Phi(t) - \Phi_0$; $n = N(t) - N_0$; $u = U(t) - U_0$;

$\xi = P/P_{th}$ – относит. накачка, $P_{th} \approx \frac{1}{B \cdot \tau_{so} \cdot \tau_{po}}$ – порог лазерной генерации.

Линеаризация уравнений (2.43-2.45) в окрестности положения равновесия приводит к системе уравнений:

$$\dot{n} = - \left(B \cdot \Phi_0 + \frac{1}{\tau_{sp}(U_0)} \right) \cdot n + \frac{N_0 \cdot k_s}{\tau_{sp}(U_0)} \cdot u - B \cdot N_0 \cdot \varphi \quad (2.49)$$

$$\dot{\varphi} = B \cdot N_0 \cdot n + \frac{\Phi_0 \cdot k_p}{\tau_{ph}(U_0)} \cdot u \quad (2.50)$$

$$\ddot{u} + \frac{\omega_m}{Q_m} \cdot \dot{u} + \omega_m^2 \cdot u = k^* \cdot \varphi, \quad (2.51)$$

которую можно представить в виде:

$$\ddot{\varphi} + \frac{\omega_{rel}}{Q_{rel}} \cdot \dot{\varphi} + \omega_{rel}^2 \cdot \varphi = \frac{\omega_{rel}^2}{B} \cdot k_p \cdot \dot{u} + \frac{\omega_{rel}^2}{B \cdot \tau_{sp}(U_0)} \cdot (k_p \cdot \xi + k_s) \cdot u \quad (2.52)$$

$$\ddot{u} + \frac{\omega_m}{Q_m} \cdot \dot{u} + \omega_m^2 \cdot u = k^* \cdot \varphi, \quad (2.53)$$

где $\omega_{rel} = \left(\frac{\xi-1}{\tau_{sp} \cdot \tau_{ph}} \right)^{1/2}$, $Q_{rel} = \frac{(\xi-1)^{1/2}}{\xi} \left[\frac{\tau_{sp}(U_0)}{\tau_{ph}(U_0)} \right]^{1/2}$ – соответственно частота и эквивалентная добротность релаксационных колебаний в ВЛ. Уравнения (2.52-2.53) показывают, что динамика ВЛ с учетом пассивной модуляции времени жизни метастабильного уровня описывается системой связанных осцилляторов (с перекрестной связью), в которой в условиях резонанса $\omega_{rel} \approx \omega_m$, и при выполнении соотношения (1.65):

$$k_p \cdot k^* > \left(\frac{\omega_m(\omega_{rel}^2 - \omega_1^2)}{2Q_m} + \frac{\omega_{rel}(\omega_m^2 - \omega_1^2)}{2Q_{rel}} \right) \cdot \frac{2B}{\omega_{rel}^2} \quad (2.54)$$

возникают синхронные автоколебания с частотой ω_1 – собственной частотой связанной системы осцилляторов, определяемой как минимальный вещественный корень уравнения:

$$(\omega^2 - \omega_m^2) \cdot (\omega^2 - \omega_{rel}^2) - \frac{\omega_{rel}^2 \cdot k^*}{B \cdot \tau_{sp}(U_0)} \cdot (k_p \cdot \xi + k_s) - \frac{\omega_m}{Q_m} \cdot \frac{\omega_{rel}}{Q_{rel}} \cdot \omega^2 = 0 \quad (2.55)$$

Из уравнений (2.41-2.55) следует, что учет модуляции времени жизни метастабильного уровня, характеризуемой коэффициентом k_s , приводит к существенным особенностям в динамике рассматриваемых ВЛ:

во-первых, влияет на частоту синхронных автоколебаний, $F \approx \omega_1(k_s) / 2\pi$, что

позволяет управлять параметрами автоколебательных режимов;

во-вторых, изменяет условия возникновения автоколебаний, поскольку зависимость $\omega_1(k_s)$ - существенная составляющая в соотношении (2.54) – в условии самовозбуждения системы;

в-третьих, открывает возможности для повышения стабильности частоты автоколебаний за счет оптимизации коэффициентов (k_s, k_p) , которые при условии $k_s + \xi \cdot k_p = 0$, в соответствии с (2.55), приводят к устранению одного

из существенных факторов нестабильности частоты автоколебаний – связи осцилляторов, что представляет особый интерес с точки зрения повышения стабильности параметров автоколебаний. Важно подчеркнуть, что указанное условие не приводит к ограничению возможности существования автоколебаний (k_s не входит в условие 2.54). Отметим, что при рассмотрении предполагались: малость колебаний АМС и пренебрегалось влиянием движения активной среды [136] и влиянием переменных механических напряжений в матрице АМС на спектрально-частотные характеристики активных центров, которые в рассматриваемых ВЛ незначительны.

На рис.2.25 представлена схема ВЛ с пассивной модуляцией времени жизни метастабильного уровня в случае неподвижной активной среды ($h_{AC} \lesssim \lambda_s$). Здесь пространственно-временная модуляция расстояния (зазора, $h \lesssim \lambda_s$) между неподвижной АМС и отражающей поверхностью обусловлена поперечными колебаниями металлической пластины (М) - отражающей поверхности под действием фотоиндуцированных сил, создаваемых лазерным излучением. Можно показать, что в условиях непрерывной накачки ($P_p = const$) динамика рассматриваемой лазерной системы описывается системой уравнений, аналогичной системе (2.43-2.45) так, что при совпадении частоты релаксационных колебаний в лазере с собственной частотой (f) упругих изгибных колебаний пластины (М), в рассматриваемой лазерной системе также существует режим синхронных автоколебаний ($F \approx f$), обусловленный одновременной модуляцией как времени жизни метастабильного уровня в активной среде, (в данном случае неподвижной), так и времени жизни фотона (добротности) в лазерном резонаторе. Частота автоколебаний определяется также из уравнения (2.55). «Зигзагообразные» линии изображают ход некоторых лучей, иллюстрируя взаимодействие лазерного излучения с отражателем (М). Фотоиндуцированные силы, действующие на отражатель (М) могут обуславливаться давлением света, фототермическим эффектом, и др.

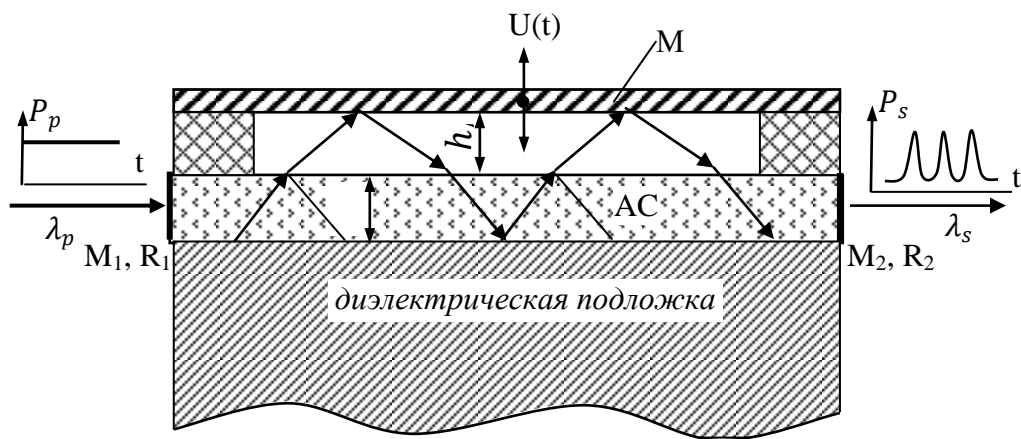


Рис.2.25 ВЛ-МОМРС с неподвижной активной средой – активным волноводом с переменными граничными условиями. М- металлический отражатель (тонкая, гибкая пластина); $M_{1,2}$ – зеркала резонатора ВЛ.

2.7. Оценки влияния спонтанного излучения на параметры автоколебаний в ВЛ-МОМРС

Спонтанное излучение в резонаторе существенно влияет на характеристики лазера как в непрерывном, так и в импульсном режимах генерации [27,166]. Особенностью лазерных систем ВЛ-МОМРС является то, что указанное влияние происходит не только через процессы в активной среде, но также через дополнительный канал - действие на микроосциллятор фотоиндуцированных сил, обусловленных, в том числе - спонтанным излучением. Это влияние может существенно варьироваться за счет изменения спектральных характеристик микроосциллятора (в полосе люминесценции АС). В предложенной модели ВЛ-МОМРС (раздел 2.1) учет спонтанного излучения в АС осуществляется приближенно - в рамках концепции эффективной длины пробега фотонов спонтанного излучения (l_{eff}) [158], при этом важно подчеркнуть, что в ВЛ спонтанное излучение может распространяться не только в сердцевине активного световода, формируя усиленное спонтанное излучение (ASE, 1-лучи на рис.2.3), но также и в пределах оболочки световода, при этом многократно взаимодействуя с активной сердцевиной в приосевых

областях a,b,c,d... (2-лучи, рис.2.3). Это приводит к дополнительному уменьшению («снятию») инверсии в АС, учитываемому в уравнениях (1), (2), (3) выражениями вида $(\sigma_i \cdot n_i \cdot l_{effi})$, которые получены в предположении малой эффективной длины свободного пробега фотонов спонтанного излучения $l_{eff.Er,Yb} \ll \min\{\alpha_{Yb}^{-1}, \alpha_{Er}^{-1}\}$ – характерная длина пространственной неоднородности распределения возбужденных центров в АС, $\alpha_{Yb,Er}$ – коэффициенты поглощения излучения накачки (лазерной генерации) в АС.

Часть мощности спонтанного излучения, «захваченного» в пределах «конуса», определяемого числовой апертурой АС, в уравнениях 2.8-2.13 (ПриложениеА.), учитывается слагаемыми, пропорциональными коэффициенту $\gamma \approx \frac{1}{2}(NA)^2$. Отметим, что l_{eff} существенно зависит от условий отражения света на внешней границе отражающей оболочки АС с окружающей средой (рис.2.3), конструкции и оптических свойств материалов АС. С учетом типичных значений $NA \approx 0,1 \div 0,2$ можно заключить, что почти все испущенное спонтанное излучение активного центра (более 98%) высвечивается в виде 2-лучей, проникающих в оболочку. В результате, в условиях значительного отражения на внешней границе круглой оболочки АС, спонтанное излучение направляется обратно (фокусируется) в сердцевину АС, способствуя дополнительному уменьшению инверсии активной среды. В предложенной модели ВЛ-МОМРС указанные качественные соображения учитываются в уравнениях (2.1-2.15) посредством нелинейных членов, пропорциональных l_{eff} . Таким образом, конечная длина свободного пробега ($l_{eff} \neq 0$) в известной степени приводит к «перенормировке» времени жизни метастабильного уровня $\tau_{sp}^* = \frac{\tau_{sp}}{1+n \cdot \sigma \cdot l_{eff}}$ ($\tau_{sp}^* \lesssim \tau_{sp}$). Так как изменение l_{eff} , приводящее к смещению частоты релаксационных колебаний $f_{rel} = f_{rel}(\tau_{sp}^*)$, «нарушает» условия резонанса ($f = f_{rel}$), то характеристики автоколебаний в ВЛ-МОМРС, возникающих в условиях $f_{rel} \approx f$, могут зависеть от состояния (внешней!) поверхности оболочки АС.

В осесимметричном АС с активной сердцевиной в центре, длина свободного пробега является функцией ряда величин: геометрических размеров; распределения ПП; коэффициента отражения R на внешней поверхности АС, $l_{eff} = l_{eff}(R)$. При $R \approx 1$ испущенное спонтанное излучение почти полностью «фокусируется» обратно в сердцевину АС, где повторно взаимодействует с активными центрами. В другом предельном случае, когда за пределами сердцевины происходит полное поглощение (рассеяние) спонтанно испущенного фотона, имеем $l_{eff} \approx 0$, и, соответственно, $\tau_{sp}^* \approx \tau_{sp}$.

Качественные зависимости частоты автоколебаний в ВЛ-МОМРС от параметров (l_{eff}, γ) , полученные в результате численного решения системы (2.1-2.21) приведены на рис.2.26, которые показывают, что параметры (l_{eff}, γ) могут существенно влиять на характеристики автоколебаний [196*]. В данном случае заметное влияние спонтанного излучения на частоту автоколебаний ($\left| \frac{\Delta F}{F} \right| \gtrsim 10^{-5}$) начинает проявляться при значениях $l_{eff} \gtrsim 300 \mu\text{m}$.

В этой связи большой интерес представляет исследование зависимости частоты автоколебаний в ВЛ-МОМРС от характеристик границы раздела оболочка АС - внешняя среда, что открывает возможности для разработки новых типов ВОД. Так как влияние спонтанного излучения в трехуровневых лазерах проявляется в большей степени, чем в 4-х-уровневых [27], эксперименты выполнены с использованием ЭВЛ-МОМРС (схема (а) рис.1.8) на основе эрбиевого 3-х уровневого АС. В рассматриваемом ЭВЛ использован одномодовый АС, близкий по характеристикам к эрбиевому волокну (M12-980-125 «THORLABS»). Накачка АС осуществляется в одномодовую сердцевину излучением пигтелированного ПЛ ($\lambda_p \approx 978 \text{ nm}$, «LPR – 278 P») с непрерывной мощностью на выходе волокна (SMF), $P_p = 0 \div 210 \text{ mW}$. Длина активного световода, $L_{AC} \approx 2\text{m}$, при этом для повышения эффективности накачки использовано полупрозрачное дихроичное зеркало $M_2 (SiO_2 + ZrO_2)$, $R_2(\lambda_p) \approx 92\%$, $R_2(\lambda_s) \approx 12\%$.

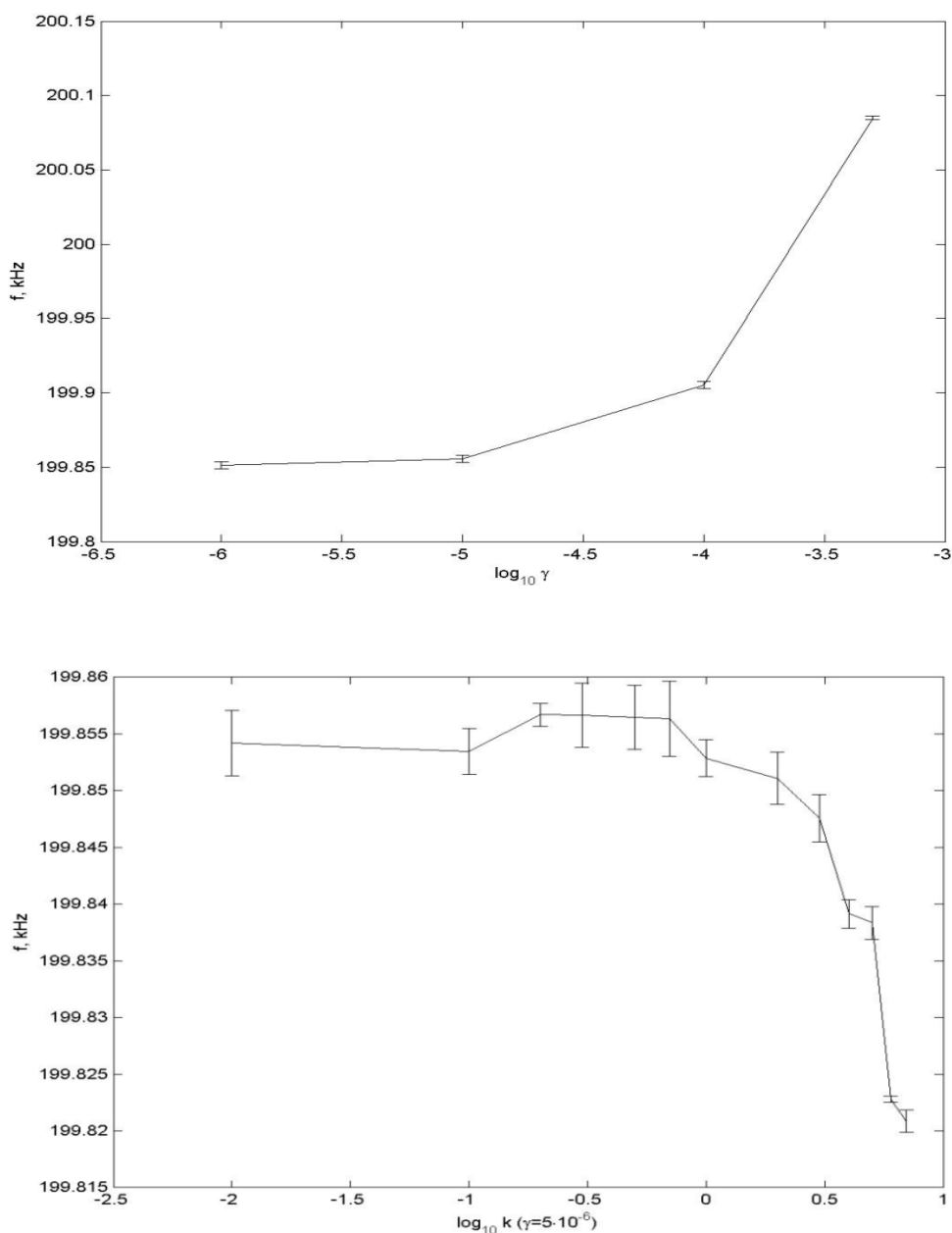


Рис.2.26. Расчётные (качественные) зависимости частоты автоколебаний ($f = F(\gamma, k)$).

Особенностью рассматриваемого ЭВЛ является отсутствие защитного полимерного покрытия АС (за исключением небольших участков изгиба и мест крепления), что позволяет в широких пределах варьировать условия отражения света на внешней поверхности кварцевой оболочки АС. Оголенный участок, составляющий основную часть АС, помещен и закреплен (для предотвращения всплытия в - ртути) в стеклянном контейнере (Приложение С) с размерами (47 x 2 x 1 см³), который может заполняться разными жидкостями с различными ПП, в частности – ртутью, позволяющими реализовать различные условия

отражения света на границе кварцевая оболочка АС – окружающая среда. Например, в случае ртути коэффициент отражения ($\lambda_s \approx 1540 \text{ nm}$) составляет не менее 80% (при нормальном падении). В случае воздуха картина сложнее – часть лучей в АС, падающих на поверхность границы, преломляется и проходит в окружающую среду (воздух), а другая часть, испытавшая полное внутреннее отражение, распространяется в пределах АС. Полная длина резонатора ЭВЛ, $L \approx 3,5\text{м}$; длина АС, $L_{AC} \approx 2\text{м}$, при этом длина оголенного участка $l_{AC} \approx 1,6\text{м}$; (радиус изгиба участков АС с покрытием, находящихся снаружи контейнера, не менее 15мм; защитное покрытие АС удалено путем растворения в серной кислоте (после сборки)).

На рис.2.27 приведены экспериментальные частоты автоколебаний в ЭВЛ-МОМРС (с зеркалом на основе кремниевого микроосциллятора с резонансной частотой $f \approx 68 \text{ кГц}$), полученные при разных условиях: 1) пустая кювета (АС в воздухе) – исходное состояние; 2) кювета заполнена ртутью; 3) вся оголенная поверхность АС в глицерине; 4) АС покрыта черной тушью (засохшей), эффективно рассеивающей свет.

Экспериментальные данные четко показывают, что при заполнении кюветы ртутью, приводящем к увеличению коэффициента отражения, происходит заметное смещение (уменьшение) частоты автоколебаний, $\left(\frac{\Delta F}{F}\right)_{Hg} \approx 6 \cdot 10^{-5}$, которое существенно превышает уровень флуктуаций, $\left|\frac{\Delta F}{F}\right|_{\text{ФЛ.}} \lesssim 10^{-5}$ (время усреднения частотомера, $\tau = 1 \text{ сек}$). Покрытие поверхности АС тушью (глицерином) приводит, наоборот, к незначительному увеличению частоты $\left|\frac{\Delta F}{F}\right|_{\text{тушь.}} \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-5}$, сопоставимому с уровнем флуктуаций.

Полученные данные находятся в качественном согласии с результатами расчетов (рис.2.26) и соответствуют представлениям об увеличении эффективной длины пробега фотона спонтанного излучения в АС с ростом коэффициента отражения внешней поверхности АС, что, в свою очередь, приводит к сокращению эффективного спонтанного времени жизни ($\tau_{sp}^* < \tau_{sp}$)

активных центров АС. При этом количественное сравнение данных весьма затруднительно, т.к. имеется большое количество «свободных» параметров и факторов, в частности: эксцентricность сердцевины и отклонение от круглой формы сечений АС; характер радиального распределения показателя преломления в сердцевине и активных центрах; степень однородности материала оболочки; характер и качество поверхности АС (шероховатость, дефекты, наличие инородных пленок, слоев); оптические свойства на границе раздела кварцевая оболочка – ртуть (или - другая жидкость), где могут образоваться переходные слои, существенно влияющие на отражение и др., относительно которых возможны лишь те или иные предположения.

Зависимость частоты автоколебаний от состояния внешней поверхности оболочки АС, на первый взгляд, не имеющей прямого отношения к процессам, обусловленным распространением лазерного излучения в сердцевине АС, представляется достаточно «неожиданным» и интересным, что открывает дополнительные возможности для управления процессами излучения в АС и создания резонансных ВОД параметров окружающей среды, реализация которых требует дальнейших исследований по оптимизации конструкции рассматриваемых ВЛ-МОМРС.

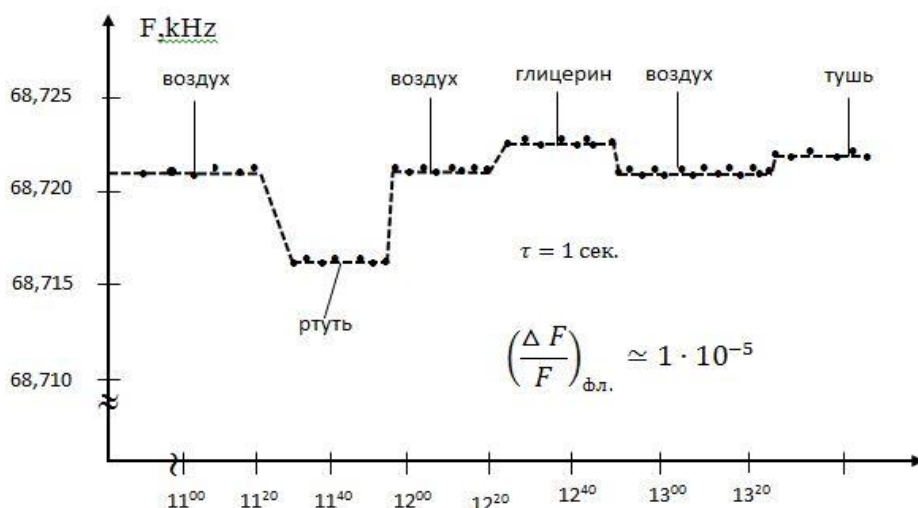


Рис. 2.27. Зависимость частоты автоколебаний от оптических свойств окружающей АС среды.

2.8. Параметрическое усиление в лазерных системах ВЛ – МОМРС в условиях модуляции накачки

Возбуждение автоколебаний в лазерной системе ВЛ-МОМРС имеет пороговый характер, что накладывает ряд ограничений на ее параметры, в частности, к уровню обратной связи между ВЛ и МОМРС. В условиях недостаточной обратной связи вынужденные колебания МОМРС, вызывающие активную модуляцию добротности резонатора, приводят к модуляции характеристик лазерного излучения, зависящих от колебаний МОМРС, что открывает возможности создания ВОД с микроосцилляторными сенсорными элементами. При этом важной задачей является повышение соотношения сигнал/шум в ВЛ-МОМРС, существенно определяющего основные метрологические характеристики датчиков. Как известно [198], при регистрации периодических возмущений параметров резонатора лазера, определенный выигрыш в чувствительности лазерной системы можно получить в условиях резонанса, когда частота внешнего воздействия (Ω) совпадает с частотой релаксационных колебаний в лазере ($f_{rel.} \approx \Omega$). Важно подчеркнуть, что выигрыш может достигаться несмотря на то, что в резонансе одновременно возрастает как уровень полезного сигнала, так и уровень шумов. Повышение полезного сигнала может достигаться также в результате параметрического усиления за счет модуляции накачки лазера [199]. В ВЛ-МОМРС с микроосцилляторным сенсорным элементом, существенное повышение чувствительности может достигаться также за счет высокой добротности МОМРС в условиях «двойного» резонанса $f_{rel.} \approx \Omega \approx f$, когда раскачка релаксационных колебаний в лазерной системе происходит в условиях резонанса МОМРС с внешним воздействием.

В данном разделе показано, что при измерении внешних воздействий на МОМРС, которые в резонансе с микроосциллятором, в ВЛ-МОМРС возможно дополнительное повышение чувствительности благодаря нелинейным свойствам лазерной подсистемы, а именно за счет параметрического усиления

сигнала в условиях модуляции накачки на частоте (Ω_p), близкой к двойной частоте сигнала $\Omega_p \approx 2 \cdot \Omega$ [200,201]. При этом в лазерной системе ВЛ-МОМРС имеет место следующее соотношение частот: $\frac{\Omega_p}{2} = f_{rel.} = f = \Omega$, где Ω_p - частота модуляции накачки. Указанное соотношение может трактоваться как «тройной» резонанс в системе: 1) внешнего воздействия с микроосциллятором ($\Omega \approx f$); 2) микроосциллятора с релаксационными колебаниями ($f \approx f_{rel.}$); 3) параметрического резонанса в лазере ($\Omega_p \approx 2 \cdot f_{rel.}$) (то есть параметрической раскачки релаксационных колебаний). Исследованная система ВЛ-МОМРС схематично представлена на рис.2.28.

Ограничимся рассмотрением случая низких частот, полагая, что период внешних воздействий на МОМРС существенно превышает время жизни фотона в резонаторе (τ_{ph}) и время полного обхода ($\tau = \frac{2(L_o+L)}{c}$). Кроме того, АС предполагается достаточно инерционной: $\tau_{sp} \gg \{\Omega^{-1}, f^{-1}, \Omega_p^{-1}\} \gg \tau_{ph}, \tau$.

При определенных условиях (раздел 2.1), которые здесь предполагаются выполненными, «внешний» интерферометр Фабри-Перо (M_2, M_3) составного резонатора ВЛ можно заменить одним зеркалом M_2^* с эффективным коэффициентом отражения $R_{2eff} = R_{2eff}(T)$, зависящим от переменного коэффициента пропускания $T(U(t))$ оптоволоконной МОМРС: $T(t) = T_0 + \Delta T \cdot \cos(\Omega t + \varphi)$, где $\Delta T \ll T_0$. Заметим, что в частном случае, $R_2 = 0$, схема представляет обычный двухзеркальный ВЛ с внутррезонаторным МОМРС. Вынужденные колебания микроосциллятора, $U(t)=U(p(t))= U_o \cdot \cos(\Omega t + \varphi)$, обусловленные внешним воздействием (например, акустическим давлением, $p(t) = p_o \cdot \cos(\Omega t)$), приводят к активной модуляции добротности резонатора лазера $Q(U(t)) = Q_o + q \cdot \cos(\Omega t + \varphi)$, где глубина модуляции $m_q = \left| \frac{q}{Q_o} \right| \ll 1$, фазовый сдвиг $\varphi = const$. Таким образом, в системе осуществляется последовательность («цепочка») преобразований: $p(t) \rightarrow U(t) \rightarrow T(t) \rightarrow R_{2eff}(t) \rightarrow Q(t)$.

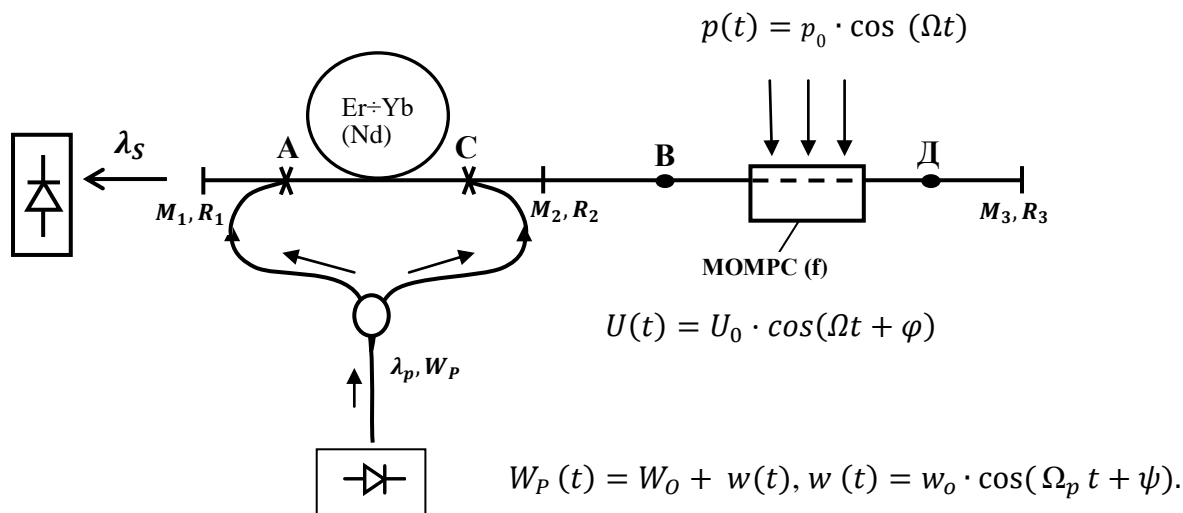


Рис.2.28. Схема ВЛ-МОМРС с модуляцией накачки.

АС - активный световод; (M_1, M_2) – основной резонатор ВЛ; $(M_1 M_2) = L_0$; $(M_2 M_3) = L$; $R_{1,2,3}$ – коэффициенты отражения зеркал $M_{1,2,3}$; $W_p(t)$ – мощность накачки.

В результате, в лазерной системе имеет место одновременная активная модуляция как добротности ($Q(t)$), так и накачки ($W_p(t)$), динамика которой, в балансом приближении в рамках двухуровневой модели, описывается системой:

$$\dot{N} = \gamma_1 \cdot [N_0 \cdot (1 + m_p \cdot \cos(\Omega_p \cdot t + \psi)) - N] - B \cdot N \cdot I \quad (2.56)$$

$$\dot{I} = I \cdot [B \cdot N - \gamma_c \cdot (1 - m_q \cdot \cos(\Omega t + \varphi))] \quad (2.57)$$

где, $N(t)$, $I(t)$ – соответственно, инверсия в АС и интенсивность излучения ВЛ. Поскольку в ВЛ с модулированной накачкой даже при постоянной добротности резонатора наблюдается достаточно сложная динамика [202], то в общем случае анализ нелинейной системы (2.56,2.57) – сложная задача. Однако, в нашем случае задача упрощается благодаря тому, что глубина модуляции как добротности, так и накачки, как правило, достаточно малы $m_p = \frac{w}{W_0} \ll 1$, (в эксперименте $m_p \lesssim 0,1$). В уравнении (2.56) начальная фаза ψ - свободный параметр, который учитывает возможность задания произвольного сдвига фаз между вынуждающими внешними «силами» $p(t)$, $w(t)$.

Методы приближенного решения системы уравнений, подобных (2.56, 2.57), изложены в работах [199,203], анализ которых показывает, что предложенные подходы, с учетом отмеченных выше ограничений, применимы также и к рассматриваемым лазерным системам ВЛ-МОМРС. Применительно к ВЛ-МОМРС, полученные решения позволяют заключить: 1) существует пороговое значение глубины модуляции накачки m_p^* , в окрестности которого ($\left| \frac{m_p - m_p^*}{m_p^*} \right| \lesssim 1$) модуляция накачки может приводить к усилению сигнала; 2) усиление имеет нелинейный характер с эффективным коэффициентом $G \sim m_q^{\frac{-2}{3}}$ в окрестности частот модуляции накачки $\left| \frac{\Omega_p}{2\Omega} - 1 \right| \simeq \frac{r}{2\pi} \cdot \frac{1}{\tau_{sp} \cdot f_{rel}} \ll 1$ (r – относительная накачка) так, что оно особенно эффективно при малой глубине модуляции добротности ($m_q \ll 1$); 3) существует оптимальное значение сдвига фаз ψ_{opt} , обеспечивающее максимум усиления.

Параметрическое усиление экспериментально исследовано в двух системах: 1) ЭИВЛ с составным резонатором (схема (А), зеркало M_2 – имеется); 2) (Nd) – ВЛ с внутррезонаторным МОМРС (M_2 – отсутствует). В обоих случаях использованы оптоволоконные МОМРС_{1,2} (с близкими резонансными частотами $f_{1,2} \approx 16; 18$ кГц.) на основе SMS структур, при этом в схеме (А) использовано лазерное (фототермическое) и акустическое возбуждение вынужденных резонансных колебаний МОМРС_{1,2} (с помощью «динамика», создающего акустическое давление $p(t)$), а в схеме (В) возбуждение осуществлялось как с помощью динамика, так и за счет «контактного» взаимодействия ММФ сегмента с «крупинкой» из пьезокерамики (ЦТС–19). В обеих схемах в условиях слабых колебаний микроосцилляторов наблюдается эффект параметрического усиления сигналов, заключающийся в том, что после включения модуляции накачки с небольшой глубиной ($m_p \approx 3 \div 10\%$) на двойной частоте $\Omega_p \approx 2 \cdot f_{1,2}$ и выбора оптимального фазового сдвига (ψ),

максимальное увеличение полезного сигнала в схеме (А) достигало 15 - 25%, а в схеме (В) в 1,6 раза (рис.2.29.).

Полученные результаты подтверждают принципиальную возможность эффекта усиления в ВЛ-МОМРС, хотя масштабы эффекта весьма умеренные. Это можно объяснить достаточно высоким «исходным» уровнем шумов интенсивности лазерного излучения, обусловленных существенно многомодовым характером генерации рассматриваемых ВЛ-МОМРС (и, связанных с этим, значительным уровнем избыточных шумов [134]). Поэтому, для повышения эффекта параметрического усиления в ВЛ-МОМРС в перспективе, целесообразно использование одночастотных ВЛ.

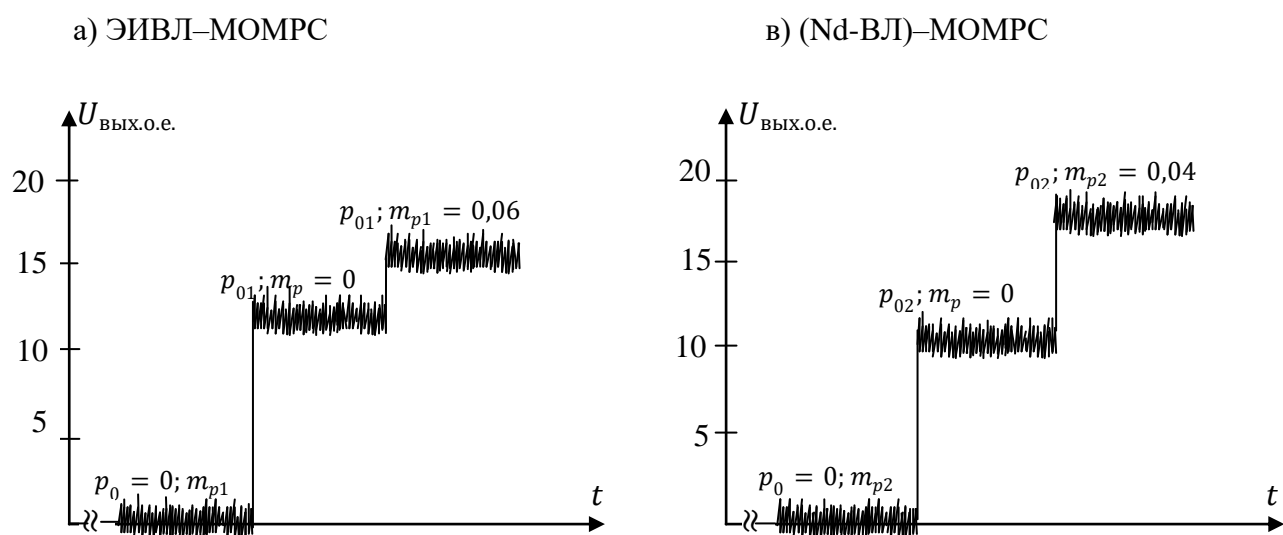


Рис.2.29. Качественное сравнение влияния модуляции накачки на чувствительность лазерных систем: а) ЭИВЛ-МОМРС; б) (Nd-ВЛ)-МОМРС. ($p_{01} \approx 0,4 Pa$; $p_{02} \approx 0,2 Pa$).

Выводы к ГЛАВЕ 2

1. Проведено численное исследование «низкочастотной» динамики лазерных систем ЭИВЛ-МОМРС; установлено существование режимов синхронных автоколебаний; возможность возбуждения, в частности, в «мягком» режиме. Определены зависимости параметров автоколебаний от характеристик ВЛ и МОМРС. Установлено, что «точечная» модель приводит к искажению (расширению) границ зоны возбуждения автоколебаний;
2. экспериментально показано, что в лазерных системах ВЛ-МОМРС автоколебания в резонансных условиях $f \approx f_{\text{чел}}$ существуют независимо от: типа ВЛ, МОМРС; конфигурации резонатора и схемы накачки ВЛ; вида оптической связи между ВЛ и МОМРС;
3. установлено, что поляризационная зависимость ОВ в ВЛ с микроосцилляторами приводит к автоколебаниям направления поляризации лазерного излучения с резонансной частотой микроосциллятора;
4. теоретически и экспериментально показано, что в ВЛ с несколькими микроосцилляторами существует режим синхронных бигармонических автоколебаний с частотами, близкими к собственным частотам микроосцилляторов $F_{1,2} \approx f_{1,2}$;
5. обнаружена зависимость параметров автоколебаний от характера отражения на внешней границе отражающей оболочки АС, что объясняется влиянием на инверсию в АС спонтанного излучения, «обратноотраженного» в АС;
6. предложен метод пассивной модуляции спонтанного времени жизни, основанный на лазерном возбуждении поперечных колебаний активного микро (нано) световода, граничащего с зеркалом. Модуляция времени жизни приводит к изменению параметров автоколебаний; к возможности повышения стабильности частоты автоколебаний;
7. показано, что модуляция накачки в ВЛ-МОМРС в условиях параметрического резонанса приводит к повышению чувствительности лазерной системы при регистрации вынужденных колебаний МОМРС.

ГЛАВА 3. АВТОКОЛЕБАНИЯ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ МОМРС И МЕЖМОДОВЫХ БИЕНИЙ В ВЛ; КОМБИНАЦИОННЫЙ РЕЗОНАНС

Из-за значительной длины резонатора ВЛ и ограниченности мощности накачки частоты релаксационных колебаний в ВЛ также ограничены ($f_{rel.max.} \lesssim 10$ МГц), поэтому резонансные взаимодействия при $f_{rel.} \approx f$ в ВЛ-МОМРС реализуются в сравнительно низкочастотном диапазоне. Вместе с тем, современные технологии мехатроники и микросистем позволяют создавать МОМРС с собственными частотами до сотен мегагерц, а в наноструктурах частоты достигают десятков ГГц [6,7,204] (предельная частота упругих колебаний в твердых телах ограничена сверху максимальной частотой акустической ветви колебаний, превышающей 10^{12} Гц). В этой связи отметим, что в ВЛ-МОМРС за счет реализации кратных резонансов вида $f \approx n \cdot f_{rel.}$, $n = 2, 3..$ хотя и возможно некоторое продвижение в высокочастотную область, однако, принципиально иные перспективы открываются благодаря реализации внутренних резонансов качественно другого вида: $f \approx \Omega$, где $\Omega = \nu_n - \nu_{n-1}$ – частота межмодовых биений (межмодовый интервал), которая в зависимости от параметров резонатора ВЛ может варьироваться в широких пределах, охватывающих, по крайней мере, интервал частот до 30 GHz (что соответствует длине резонатора ВЛ $L \simeq 1$ см). Отметим, что характерная частота межмодовых биений четко проявляется, в частности, в режиме синхронизации мод лазера, при котором в результате конструктивной интерференции многих мод, генерация лазера осуществляется в виде регулярных периодических импульсов с частотой следования, равной (или кратной) именно межмодовому интервалу (Ω) [24]. Несмотря на то, что режимы активной синхронизации мод лазеров, реализованные с помощью обычных (объемных) подвижных зеркал (так называемая, кинематическая синхронизация мод (КСМ)) изучены достаточно давно (см. например, [205-207]), интересно отметить, что лишь сравнительно недавно осуществлена активная

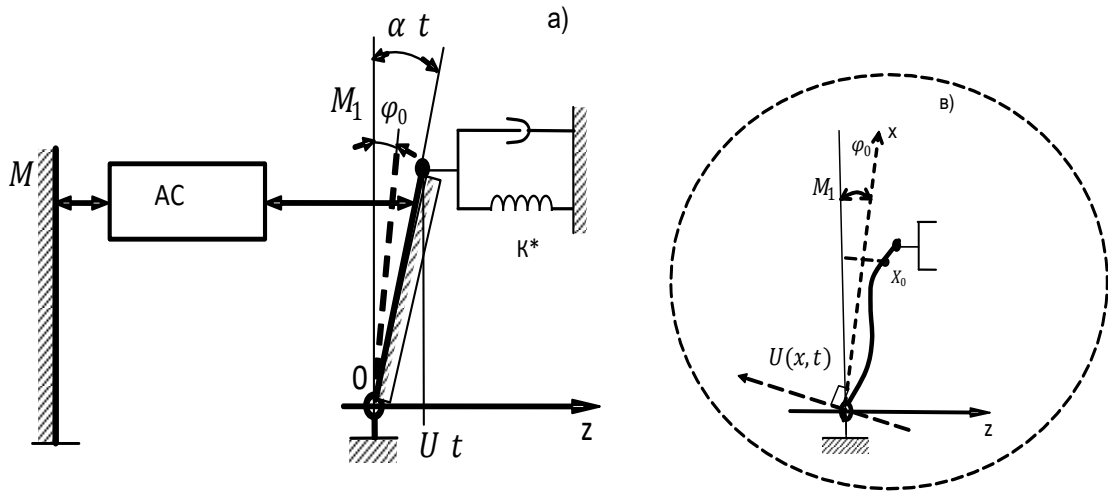
синхронизация мод в волоконных лазерах непосредственно с помощью микроструктур [16], при этом режимы пассивной синхронизации мод ВЛ, реализованные нами с помощью микроосцилляторов в работах [208*-210*], насколько нам известно, осуществлены впервые.

3.1. Физические модели ВЛ-МОМРС, основные допущения, в режиме пассивной синхронизации мод

Синхронизация мод в лазерах может осуществляться как в принудительном режиме под действием внешнего сигнала (активная синхронизация мод), так и в пассивном режиме, обусловленном самовоздействием генерируемого лазерного излучения благодаря нелинейным свойствам как самой активной среды, так и специальных оптически нелинейных элементов внутри резонатора [24,27]. Отличительной особенностью лазерных систем ВЛ-МОМРС является то, что в явлениях синхронизации мод помимо комбинационного взаимодействия мод в АС и ее нелинейности, ключевую роль играет непосредственно микроосциллятор, который, в условиях резонансных колебаний $\omega_m \approx |\omega_{n\pm 1} - \omega_n| \approx \Omega$ осуществляет, во-первых, дополнительное прямое комбинационное взаимодействие лазерных мод с перекачкой энергии между модами резонатора $\omega_n \rightarrow \omega_n \pm \omega_m \approx \omega_{n\pm 1}$; во-вторых, осуществляет взаимодействие между модами косвенным путем через возбуждение колебаний микроосциллятора под действием результирующей фотоиндуцированной силы, обусловленной суммарным полем всех генерируемых лазерных мод, которое зависит, как от амплитуд, так и фазовых соотношений между отдельными модами (!). В частности, микроосцилляторы, включенные в лазерный резонатор ВЛ-МОМРС, в принципе, позволяют осуществлять пассивную модуляцию ряда параметров резонатора (раздел 1.6) и, тем самым, управлять характеристиками генерируемого излучения. В ВЛ-МОМРС лазерное возбуждение колебаний микроосциллятора, играющего роль внутрирезонаторного элемента (а также,

основного или дополнительного (внешнего) зеркала), может приводить к модуляции ряда характеристик резонатора и световой волны (амплитуды, фазы, частоты, состояния поляризации, диаграммы направленности), при этом мы ограничимся рассмотрением случаев модуляции добротности резонатора (Q) и фазы световой волны (φ) в резонаторе. В данном случае, ввиду принципиальной важности фазовых соотношений генерируемых волн, для описания «высокочастотной» динамики ВЛ - МОМРС вместо использованных ранее (раздел 2.4) энергетических характеристик излучения (инвариантных к фазе волны), необходимо использовать непосредственно полевые уравнения. При этом несколько забегаая вперед отметим, что в исследованных ВЛ-МОМРС наблюдаемые значения средней мощности излучения в условиях автоколебаний (\bar{p}), а также пиковая интенсивность лазерных импульсов ($I_{\text{п}}$), как правило, являются весьма умеренными: $\bar{p} \simeq 0,1 \div 20 \text{ mW}$, $I_{\text{п}} \simeq 0,01 \div 0,5 \text{ МВт/см}^2$; характерные частоты находятся в диапазоне $F \simeq 0,01 \div 20 \text{ МГц}$, что позволяет пренебречь в рассматриваемых лазерных системах как оптической нелинейностью, так и хроматической дисперсией в волоконно-оптическом резонаторе ВЛ-МОМРС. По этой причине, механизмы пассивной синхронизации мод ВЛ, эффективные в сильных полях ($I \gtrsim 10 \frac{\text{МВт}}{\text{см}^2}$) и наличии значительной дисперсии, (рассмотренные, например, в работах [211,212] (а также в приведенных в них ссылках)), в данном случае не играют заметной роли (не оказывают маскирующего эффекта). Кроме того, также пренебрегаем потерями и эффектами рассеяния излучения на мелкомасштабной динамической пространственной решетке инверсии в активной среде, приводящей, в частности, к тонкой структуре спектра релаксационных колебаний [113]. В лазерах взаимодействие мод с динамической ПДИ структурой, в принципе, может приводить даже к самосинхронизации мод, однако, в условиях функционирования исследованных ВЛ-МОМРС указанные эффекты не реализуются и ими, в дальнейшем, можно пренебречь.

I)



II)

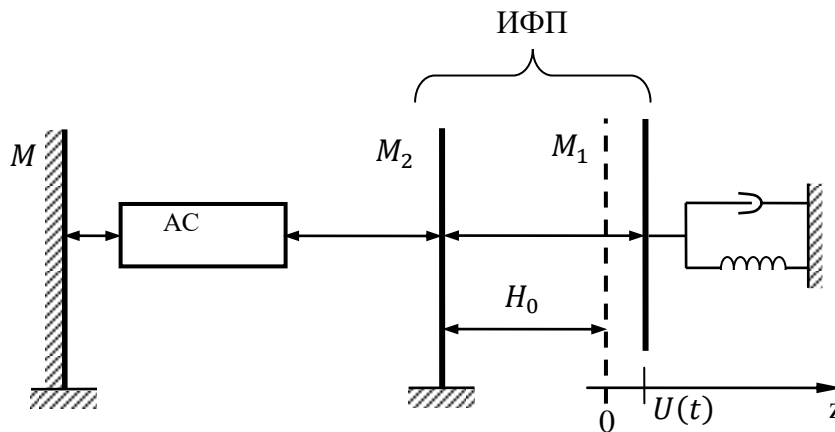


Рис.3.1 Модели лазерных систем ВЛ-МОМРС с оптической связью через автоколлиматор (I), (а) – «жесткий», (в) - гибкий микроосцилляторы; II - через интерферометр Фабри-Перо. АС – активная среда; M – неподвижное зеркало ($R = 1$); M_1 – микроосцилляторное зеркало. В схеме (I) микроосциллятор моделируется микробалкой с шарнирно закрепленным нижним концом (т.0) и с подвижным верхним концом, соединенным с упругим элементом с демпфером (пунктирная линия – исходное положение (равновесия), $U(x, t)$ – смещение (отклонение) из положения равновесия с учетом возможности изгибных колебаний (вставка). φ_0 – исходное угловое отклонение; H_0 – исходная база ИФП (рис.II), M_2 – неподвижное полупрозрачное (П/П) зеркало, $R_{1,2}$ – коэффициенты отражения зеркал $M_{1,2}$.

В рассматриваемых ВЛ-МОМРС оптическая связь микроосциллятора с резонатором осуществляется либо через автоколлиматор (двухзеркальный резонатор), либо интерферометр Фабри-Перо (трехзеркальный резонатор), в соответствии с этим на рис.3.1 схематично представлены физические модели

основных типов ВЛ-МОМРС (разумеется, возможны варианты - комбинации указанных случаев).

В схемах I; II, соответствующие амплитудные значения комплексных коэффициентов отражения микроосцилляторов, $r_{ак}(U)$, $r_{ифп}(U)$ составляют:

$$r_{ак}(U) = \sqrt{R_1} \cdot \left[\exp\left(-\frac{(\varphi_0 + U'_x)^2}{2 \cdot \theta_0^2}\right) \right] \cdot \exp(-i \cdot \delta(U)) \quad (3.1)$$

где переменный действительный множитель $\sqrt{R_1} \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi_0 + U'_x)^2}{2 \cdot \theta_0^2}\right)$ – приводит к модуляции добротности лазерного резонатора $Q(U) = Q_0 + \Delta Q(U)$, $Q_0 = Q_0(R_1, \varphi_0, \theta_0, x_0)$; мнимый множитель $\exp(-i \cdot \delta(U))$ – учитывает модуляцию фазы отраженной световой волны $\Psi(U) = \Psi_0 + \Delta\Psi(U)$, обусловленную изменением оптической длины резонатора при колебаниях (деформациях) микроосциллятора ($\Psi_0 = \frac{4\pi \cdot x_0 \cdot \varphi_0}{\lambda}$, $\delta(U) = (4\pi \cdot U)/\lambda$); θ_0 – угол расходимости пучка; x_0 – координата проекции центра коллимированного пучка на микроосциллятор; $U = U(x_0, t)$; $U'_x = \frac{\partial U}{\partial x} |_{x=x_0}$ – соответственно локальное смещение и угловое отклонение отражающей поверхности микроосциллятора в области центра пучка, обусловленное фотоиндуцированными колебаниями;

$$r_{ифп}(U) = \left| \frac{\sqrt{R_1 + \sqrt{R_2 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cdot \cos 2\beta}}}{1 + R_1 \cdot R_2 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cdot \cos 2\beta} \right| \cdot \exp(-i \cdot 2\delta_{ифп}(U)) \quad (3.2)$$

где $R_{1,2}$ – коэффициенты отражения МОМРС (M_1) и П-П отражателя (M_2);

$\delta_{ифп}(U) = \arctg \left[\frac{\sqrt{R_1} \cdot (1 - R_1) \cdot \sin 2\beta(U)}{\sqrt{R_2} \cdot (1 + R_1) + \sqrt{R_1} \cdot (1 + R_2) \cdot \cos 2\beta(U)} \right]$ – сдвиг фазы отраженной волны,

где $\beta(U(t)) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (H_0 + U(t))$ – фазовый набег в ИФП.

Важно подчеркнуть, что независимо от способов оптической связи в ВЛ-МОМРС фотоиндуцированные колебания микроосциллятора приводят, вообще говоря, к модуляции как добротности, так и фазового набега в резонаторе, при этом (в силу, $|\varphi_0|, |\theta_0| \ll 1$) модуляцией анизотропии резонатора пренебрегаем. В случае ИФП вариация «пропорции» между модуляцией добротности и фазы при колебаниях микроосциллятора требует изменения

также оптических характеристик (коэффициентов отражения) ИФП, тогда как в ВЛ-МОМРС с автоколлиматорной связью изменение указанной пропорции может достигаться за счет вариации только лишь геометрических параметров – координаты пучка x_0 , не затрагивая при этом оптических характеристик элементов резонатора. Так, например, в автоколлиматорной схеме с «жестким» микроосциллятором – прямолинейной микробалкой, совершающей лишь угловые колебания (схема I(a), при $x_0 \rightarrow 0$ модуляцией фазы можно пренебречь, тогда как с ростом x_0 отношение индексов модуляции фазы к добротности увеличивается (при постоянной амплитуде угловых колебаний). В этой связи, в дальнейшем ограничимся рассмотрением модели ВЛ-МОМРС на основе автоколлиматора, являющейся более «гибкой», позволяющей единым образом охватить оба вида модуляции с различной «пропорцией» между ними.

Поле в резонаторе $\vec{E}(t, z)$ может описываться разными способами [24,27]: 1) с использованием метода «медленной» амплитуды $A_{x,y}(t, z)$:

$$\vec{E}(t, z) = A_{x,y}(t, z) \cdot \vec{e}_{x,y} \cdot \exp(-i(\omega_0 t \pm k_0 \cdot z)) \quad (3.3)$$

где $\omega_0 = c \cdot k_0$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – соответственно центральная оптическая частота и волновой вектор; $\vec{e}_{x,y}$ – ортогональные единичные вектора, определяющие направления собственных состояний поляризации (x,y) излучения; 2) в виде суперпозиции (разложения) поля излучения по собственным модам резонатора – набора «осцилляторов»:

$$\vec{E}(t, z) = \sum_n A_n(t) \cdot \vec{e}_n(z) \quad (3.4)$$

где $\vec{e}_n(z)$, $n = 1, 2, \dots$ – собственные функции (моды), определяемые характеристиками и конфигурацией резонатора. Соответственно, математические модели ВЛ-МОМРС разработаны также с учетом двух подходов: на основе пространственно-временного описания и на основе спектрально-модовых представлений, описывающих процессы в лазерной системе в терминах взаимодействия «осцилляторов», целесообразность использования которых определяется характером решаемой задачи.

3.2. «Высокочастотная» динамика ВЛ-МОМРС, теоретическое рассмотрение

В динамике лазеров целесообразно разграничить «низкочастотные» и «высокочастотные» процессы [27], различающиеся тем, что в первом случае существенные изменения в лазерной системе (в частности, огибающей интенсивности излучения) происходят за времена, существенно превышающие время полного кругового обхода излучением лазерного резонатора, $T_R = 2L/c$, где L – оптическая длина резонатора, тогда как во втором случае указанные времена сравнимы или меньше времени обхода (T_R). Режим синхронизации мод является одним из ярких примеров высокочастотных процессов, качественное представление о котором дает рис.3.2, где показан спектр усиления АС, спектр аксиальных мод резонатора, $\Omega = \nu_n - \nu_{n-1} = 2\pi/T_R$ – межмодовый интервал, Ω_g – спектральная ширина усиления АС, учитывающая как однородное, так и неоднородное уширение спектра (в твердотельных лазерах и в ВЛ, $\Omega \ll \Omega_g$ (за исключением микро-чип лазеров)).

Задачей математической модели является описание эволюции трех взаимосвязанных подсистем ВЛ-МОМРС: поля лазерного излучения; активной среды и микроосциллятора, каждая из которых может быть описана с разной степенью точности. Лазерное излучение в резонаторе описывается волновым уравнением [24], решения которого зависят, в частности, от потерь в резонаторе и граничных условий на зеркалах, характеризующихся как неполным отражением света, так и фазовым сдвигом отраженной волны. В этой связи отметим, что ограничившись приближенным рассмотрением задачи в условиях достаточно малых потерь в резонаторе, можно существенно упростить задачу благодаря возможности «перераспределения» суммарных оптических потерь в лазерной системе между сосредоточенными потерями в зеркалах и распределенными потерями в резонаторе, что позволяет полностью исключить тот или иной вид потерь в зависимости от характера задачи. Физически это обосновывается тем, что в результате такого «эквивалентного»

перераспределения основные характеристики лазерного излучения не претерпят значительных искажений [213]. В то же время подчеркнем, что допустимость такого подхода зависит как от точности решаемой задачи, так и от величин потерь, так как при значительных потерях динамика ВЛ чувствительна к их распределению в резонаторе [121,147].

Таким образом, модулированный эффективный комплексный коэффициент отражения микроосцилляторного зеркала (M_1) можно рассматривать как результат действия составной системы, состоящей из внутрирезонаторного (фиктивного) амплитудно-фазового модулятора (M), вносящего локальное возмущение в распределение проводимости (потерь) и диэлектрической проницаемости среды: $\Delta\sigma(t, z)$, $\Delta\varepsilon_0(t, z)$, и идеального зеркала с постоянными свойствами M_1 (модулятор M расположен в непосредственной близости к зеркалу M_1 (рис.3.2)). При этом, в соответствии с (3.1;3.2) амплитудный комплексный коэффициент пропускания модулятора $\Pi(U)$ и коэффициент отражения стационарного зеркала (r_1^*) составляют:

$$\Pi(U) = \sqrt[4]{R_1} \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0^2}{2\cdot\theta_0^2}\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{2\varphi_0\cdot U'_x + (U'_x)^2}{2\cdot\theta_0^2} + i \cdot \frac{4\pi\cdot U}{\lambda}\right)\right] \quad (3.5)$$

$$r_1^* = 1 \quad (3.6)$$

где U'_x – полное угловое отклонение участка поверхности микроосциллятора (с учетом колебаний) в месте падения коллимированного лазерного пучка. С учетом (3.5; 3.6) и пренебрегая нерезонансными потерями в АС и в других элементах резонатора, (которые, по предположению, уже учтены в модуляторе M), добротность резонатора составляет:

$$Q(U) = -\frac{2\pi L}{\lambda \cdot \ln(|\Pi(U)| \cdot |r_1^*|)} = -\frac{2\pi L}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{2} \ln R_1 - \frac{\varphi_0^2}{2\cdot\theta_0^2} - \frac{\varphi_0}{\theta_0^2} \cdot U'_x - \frac{(U'_x)^2}{2\cdot\theta_0^2}\right)^{-1} \quad (3.7)$$

Такой подход удобен тем, что при исследовании динамики ВЛ-МОМРС позволяет воспользоваться аналогией и результатами, полученными для лазеров с неподвижными зеркалами, содержащих внутрирезонаторные модуляторы [214].

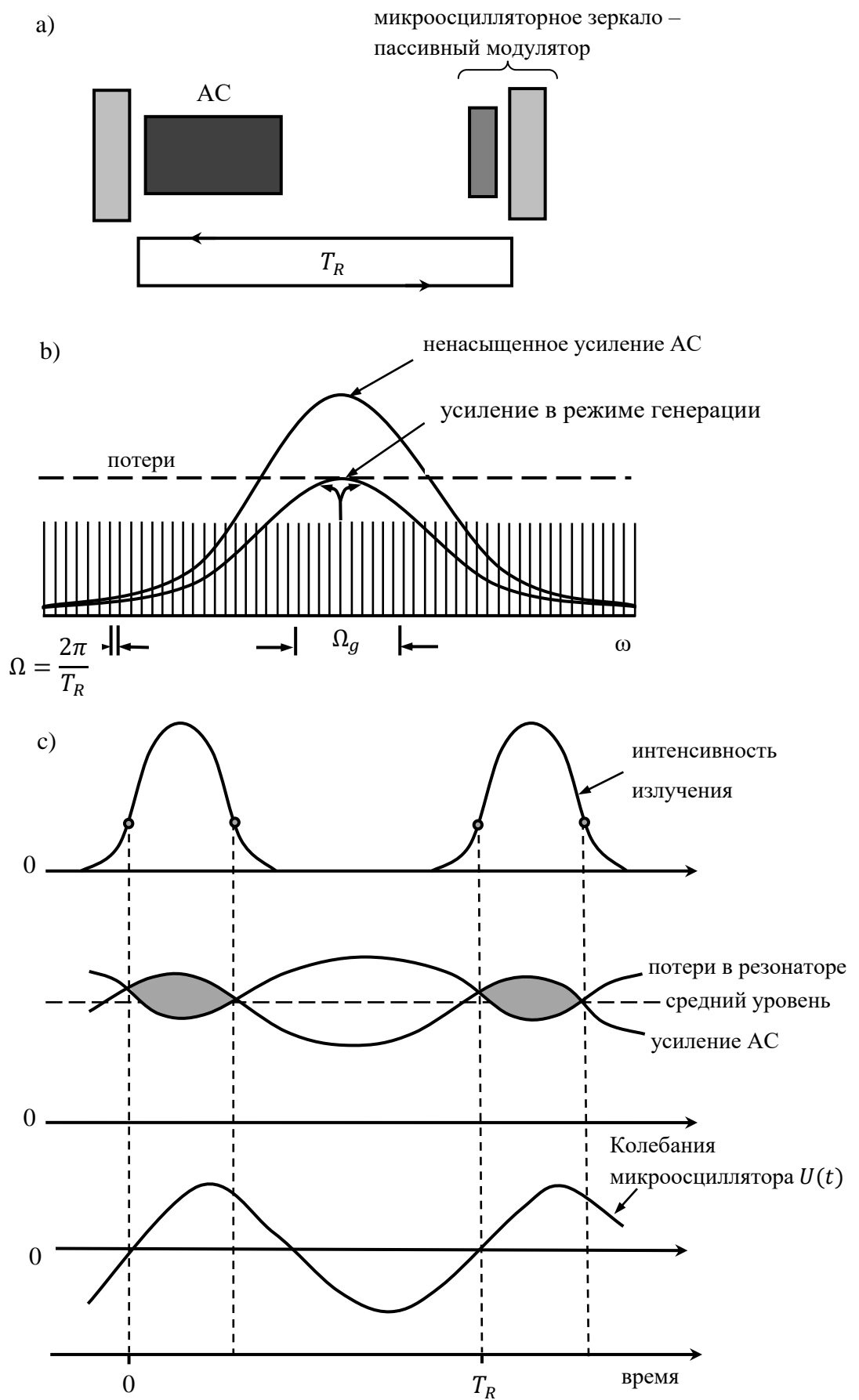


Рис.3.2. Качественный характер спектра мод резонатора; усиления АС; динамики процессов в лазерной системе ВЛ-МОМПС.

В приближении малых колебаний микроосцилляторов $|U| \ll \lambda/2\pi$; $(x_0 \cdot \theta_0)$ и, полагая, $|\varphi_0| \simeq \theta_0$ модуляция добротности $Q(U) = Q_0 + \Delta Q(U)$; фазы $\Delta\Psi(U)$ составляют:

$$Q_0 = \frac{4\pi L}{\lambda} \cdot \frac{1}{\left(\frac{\varphi_0^2}{\theta_0^2} - \ln R_1\right)} \quad (3.8)$$

$$\Delta Q(U) \approx \frac{\frac{\varphi_0}{\theta_0^2} \cdot U'_x}{\left(\frac{\varphi_0^2}{\theta_0^2} - \ln R_1\right)} \cdot Q_0 = Q_0 \cdot \left(\frac{\varphi_0^2}{\theta_0^2} - \ln R_1\right)^{-1} \cdot \frac{\varphi_0}{\theta_0^2} \cdot U'_x = g \cdot U'_x \quad (3.9)$$

$$\Psi_0 = \frac{4\pi x_0 \cdot \varphi_0}{\lambda} \quad (3.10)$$

$$\Delta\Psi(U) = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot U \quad (3.11)$$

Таким образом, микроосциллятор играет роль внутрирезонаторного пассивного модулятора добротности и фазы, обладающий модуляционными характеристиками специального вида (3.9; 3.11), где смещение $U(x, t)$, в свою очередь, определяется колебаниями микроосциллятора, возбуждаемыми под действием генерируемого лазерного излучения. При гармонических колебаниях микроосциллятора $U(x, t) \sim \cos(\omega_m t)$ имеет место периодическая модуляция добротности резонатора $\Delta Q \sim \cos(\omega_m t)$ и набега фазы $\Delta\Psi \sim \cos(\omega_m t)$, которые в условиях резонанса $f = \frac{\omega_m}{2\pi} \approx \Omega$, могут привести к синхронизации генерируемых мод.

При составлении системы уравнений, описывающих динамику лазерного излучения и активной среды в рассматриваемых ВЛ-МОМРС, целесообразно придерживаться, подхода, разработанного для описания режимов пассивной синхронизации мод в лазерах, осуществляемых с помощью хорошо известного типа пассивных модуляторов – насыщающихся поглотителей (НП) [24, 214].

Поскольку вблизи резонанса колебания микроосциллятора близки к гармоническим, то модуляция характеристик лазерного резонатора в условиях $f \simeq \Omega$ является плавной и «медленной», в известной мере, аналогичной действию пассивных модуляторов на основе «медленных» насыщающихся поглотителей. Вместе с тем, между указанными случаями

имеется принципиальное отличие, связанное с существенно разным характером модуляции добротности (НП) и микроосциллятором в момент действия лазерного импульса. Оно заключается в том, что в случае микроосциллятора в силу значительной инерции механического движения в моменты воздействия лазерного импульса не происходит резкого и значительного изменения характера движения и, следовательно, потерь в резонаторе. В случае насыщающегося поглотителя, напротив, действие лазерного излучения оказывает решающее влияние на потери в силу принципа действия НП - быстрого «высвета» инверсии в поглотителе именно в момент действия лазерного излучения.

Таким образом, в случае микроосциллятора характер модуляции добротности (фазы) в момент действия лазерного импульса практически неизменный, и определяется движением микроосциллятора по инерции, а динамика потерь может рассматриваться как заданная, определяемая движением микроосциллятора. Вследствие этого можно считать, что в ВЛ-МОМРС должны проявляться основные черты режима синхронизации мод, свойственные режиму активной модуляции характеристик резонатора по гармоническому закону. Это, в свою очередь, позволяет аппроксимировать форму лазерного импульса в рассматриваемых ВЛ-МОМРС гауссовой функцией [214], характерной для случая активной модуляции по гармоническому закону. Дополнив известные уравнения Hausa [214], во-первых, уравнением (3.5), описывающим влияние микроосцилляторного пассивного модулятора с модуляционной характеристикой специального вида (3.9,3.11), во-вторых, уравнениями, определяющими движение микроосциллятора под действием фотоиндуцированных сил, обусловленных лазерным излучением, получим самосогласованную систему уравнений – математическую модель ВЛ-МОМРС, описывающую высокочастотную динамику ВЛ-МОМРС, включая режим пассивной синхронизации мод (ПСМ).

А) Пространственно-временной подход

Рассматриваемая модель описывается замкнутой (самосогласованной) системой интегро-дифференциальных уравнений: вклад микроосциллятора

$$T_R \cdot \frac{\partial A(T,t)}{\partial T} = \left[g(T) \left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \Pi_0 - \left(\frac{\varphi_0}{\theta_0^2} \cdot U'_x + \frac{(U'_x)^2}{2 \cdot \theta_0^2} + i \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot U \right) \right] A \quad (3.12)$$

$$T_R \cdot \frac{dg}{dT} = \frac{g_0 - g}{\tau_{sp}} - \frac{g}{E_{нас.}} \cdot \int_{-T_{R/2}}^{T_{R/2}} |A(T,t)|^2 dt \quad (3.13)$$

$$\rho \cdot S \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + E \cdot J \cdot \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} - \sigma \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = f_\phi(x,t) \quad (3.14)$$

где $U(x,t)$ – смещение микроосциллятора из положения равновесия; ρ, E, S, J – соответственно плотность, модуль Юнга, площадь сечения и момент инерции сечения микроосциллятора (однородной микробалки); σ – продольное напряжение в микробалке ($\sigma > 0$, растяжение); $f_\phi(x,t)$ – плотность распределения поперечной фотоиндуцированной силы, пропорциональной интенсивности лазерного излучения. Для простоты рассмотрения примем, что фотоиндуцированная сила является квазисосредоточенной ($F_\phi(t)$), которая приложена в точке падения пучка с координатой x_0 : $f_\phi(x,t) = F_\phi(t) \cdot \delta(x - x_0)$, где $F_\phi(t) = k_\phi \cdot |A(T,t)|^2$, $\delta(x - x_0)$ – дельта-функция Дирака. Граничные условия на концах микробалки ($x=0$; $x=l$), в предположении малости исходного угла отклонения ($\varphi_0 \ll 1$), имеют вид: $U(0,t) = 0$; $\frac{\partial^3 U}{\partial x^3}(0,t) = 0$; на конце $x=l$, уравнение отсутствия момента сил: $\frac{\partial^3 U(l,t)}{\partial x^3} = 0$; $E_0 \cdot J \cdot \frac{\partial^2 U(l,t)}{\partial x^2} = k^* \cdot U(l,t)$ – равенство поперечных сил. Демпфирование колебаний МОМРС под действием сил трения и вязкости материала в уравнении 3.14 учитывается с помощью комплексного модуля Юнга $E = E_0 \cdot (1 + i \cdot \delta)$, $\delta \ll 1$. В уравнении (3.12), $U'_x = \frac{\partial U}{\partial x} |_{x=x_0}$. Огибающая амплитуды световой волны $A(T,t)$ учитывает как медленные (переменная T), так и быстрые процессы (переменная t) в лазерной системе; $g(T)$ – усиление АС (с учетом насыщения), при этом предполагается, что изменение усиления при круговом обходе резонатора $|\Delta g| \ll g$; Π_0 – среднее (стационарное) значение потерь за один круговой обход резонатора; g_0

– ненасыщенное усиление АС; $E_{\text{нас.}} = \frac{h \cdot \nu}{2 \cdot \sigma} \cdot S_{\text{eff}}$ – энергия насыщения АС ($h\nu$ – энергия фотона, σ – сечение излучения (поглощения), S_{eff} – площадь сечения пучка). Отметим, что связь между усилением $g(T)$ и мощностью излучения накачки (P_p) определяется путем решения системы скоростных уравнений, определяющих заселенности всех существенных энергетических уровней АС [214, 215]. Ввиду достаточной сложности системы интегро-дифференциальных уравнений (3.12 ÷ 3.14), количественные результаты могут быть получены с помощью методов численного решения. Система несколько упрощается в приближении «жесткого» микроосциллятора ($E_0 = \infty$), когда возможны лишь угловые колебания, которые в однорезонансном приближении описываются уравнением (1.31!) $(U'_x = \frac{U(x_0, t)}{x_0}, U(t) = U(x_0, t))$. В одноимпульсном приближении решение системы (3.12 ÷ 3.14) целесообразно искать в виде:

$$A(T, t) \approx A(T) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} a(t - n \cdot (T_R + \Delta T_n)) \quad (3.15)$$

$$U(t) \approx U(T) \cdot \exp(i(2\pi f_m t + \varphi_U(T))) \quad (3.16)$$

где медленные функции (оггибающие $A(T)$, $U(T)$), а также $\varphi_U(T)$ существенно изменяются в масштабах времени $T \gg T_R$; «быстрая» составляющая $a(t)$ – описывает форму отдельного лазерного импульса (рис.3.3), $\int_{-T_R/2}^{T_R/2} a(t) dt = 1$; полагаем, что временные поправки («джиттер») малы, $\Delta T_n \ll T_R$.

В условиях $f \approx \Omega$, предполагая существование решения в виде стационарных синхронных автоколебаний с частотой импульсов F , (режим ПСМ), решение можно искать (в соответствии с экспериментом) в виде: $A(T) = A_0 = \text{const}$, $U(T) = U_0 = \text{const}$, $\varphi_U(T) = \varphi_0 = \text{const}$, $T_n = \frac{1}{F}$. При этом среднее усиление АС за один обход с учетом насыщения (уравнение (3.13)) составляет $g = \frac{g_0}{1 + \frac{A_0^2}{I_{\text{нас}}}}$.

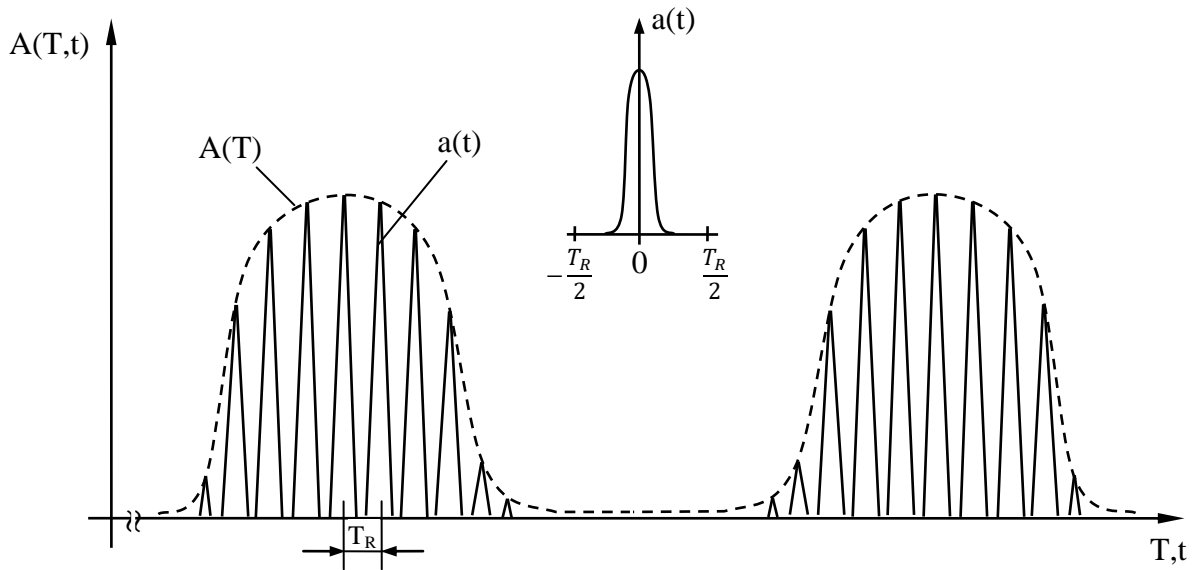


Рис.3.3 Форма импульсов в режиме ПСМ.

Форма лазерных импульсов аппроксимируется Гауссовой функцией: $a(t) \approx A_0 \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right)$ (3.17)

с длительностью импульса [214]: $\tau^4 \approx \frac{2 \cdot g_0}{(\Delta Q \cdot F^2 \cdot \nu_g^2)}$ (3.18)

Поскольку в стационарном режиме в условиях непрерывной накачки результирующее изменение инверсии под действием лазерного импульса и накачки за период T_R должно быть равно нулю [205], то это условие дает связь амплитуды импульса A_0 с относительным превышением мощности накачки P над пороговой P_{Π} , ($r=P/P_{\Pi} - 1$):

$$A_0^2 \cdot \tau \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{d^2 \cdot T_2}{\hbar^2} = \frac{T_R}{2 \cdot \tau_{sp}} \cdot r \quad (3.19)$$

Подстановка соотношений (3.15 ÷ 3.19) в уравнения (3.12 ÷ 3.14) дает замкнутую систему уравнений, позволяющую определить условия существования стационарных режимов автоколебаний и рассчитать зависимости характеристик регулярных автоколебаний от основных параметров ВЛ-МОМРС.

В) Модель связанных осцилляторов

В настоящем разделе изложена другая - «осцилляторная» модель ВЛ-МОМРС, в соответствии с которой динамика лазерной системы определяется взаимодействием совокупности осцилляторов разных типов – мод лазерного резонатора и мод упругих колебаний микроосциллятора - ключевого звена, осуществляющего связь (взаимодействие) генерируемых мод. Рассматриваемый подход, на наш взгляд, является не только более «физическим» и наглядным, но кроме того, позволяет использовать при исследовании ВЛ-МОМРС широкий набор эффективных, апробированных методов, разработанных для анализа динамики колебательных систем со многими степенями свободы [143,148].

Для упрощения рассмотрения ограничимся скалярным приближением волнового уравнения, полагая, что обеспечена преимущественная плоскость поляризации лазерного излучения, характеризуемого в общем случае векторами электрического ($\vec{\varepsilon}$) и магнитного (\vec{b}) полей. Такое упрощение существенно облегчает анализ, не внося в модель принципиальных ограничений. В приближении плоских волн лазерное излучение в резонаторе $\varepsilon(t, z)$ описывается уравнением [24, 27]:

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \left(\sigma(t, z) + 2 \cdot \frac{\partial \varepsilon_0(t, z)}{\partial t} \right) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \frac{\varepsilon_0(t, z)}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3.20)$$

где $\sigma(t, z)$, $\varepsilon_0(t, z)$ – соответственно распределения проводимости (потерь) и диэлектрической проницаемости «матрицы» АС (не связанных с рабочим переходом); $p(t, z)$ – объемная плотность электрической поляризации активной среды, которая помимо действующей световой волны зависит от инверсии АС. При этом добротность (потери) и фазовый набег световой волны в резонаторе известным образом выражаются через пространственно - временные зависимости проводимости (σ) и диэлектрической проницаемости (ε_0) в резонаторе [24].

В рассматриваемых ВЛ, как и в типичных твердотельных лазерах класса В [24,112], электрическую поляризацию активной среды в адиабатическом

приближении можно представить в виде $\vec{p} = \hat{\chi} \cdot \vec{\varepsilon}$, где \vec{p} , $\vec{\varepsilon}$ – комплексные вектора поляризации и напряженности поля, $\hat{\chi}(\omega)$ – тензор восприимчивости АС с учетом насыщения, который, например, в случае изотропной активной среды с однородным уширением имеет вид:

$$\chi = \chi' + i \cdot \chi'' = -\frac{d^2 \cdot T_2}{\hbar} \cdot \frac{(\omega_{21} - \omega) \cdot T_2 + i}{1 + (\omega_{21} - \omega)^2 \cdot T_2^2 + I/I_{\text{нас}}} \cdot N_0 \quad (3.21)$$

где d – электрический дипольный момент активного центра АС; T_2 – время декогеренции – сбой фазы ($\Omega_g = \frac{1}{\pi \cdot T_2}$ – ширина спектра люминесценции активного центра); ω_{21} – частота перехода между рабочими уровнями активного центра АС; ω , $I(\omega)$ – соответственно частота и интенсивность лазерного излучения; $I_{\text{нас}}$ – интенсивность насыщения АС; N_0 – ненасыщенная инверсия АС (инверсия при отсутствии поля), $N_0 = N_0(P_p)$ – функция накачки P_p и параметров АС (рабочих энергетических уровней и релаксационных процессов).

Поле в резонаторе разложим по собственным модам:

$$\varepsilon(z, t) = \sum_n A_n(t) \cdot U_n(z) \quad (3.22)$$

где $A_n(t)$, $U_n(z)$ соответственно амплитуда и пространственная часть (нормированная) собственной функции n -ой моды резонатора. В частности, в резонаторе Фабри-Перо с идеальными зеркалами собственные функции аксиальных мод – стоячие волны, $U_n(z) = \sqrt{2} \cdot \sin \frac{\pi \cdot n \cdot z}{L}$, $n \in N$, с собственными частотами (без учета дисперсии):

$$\nu_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{c \cdot n}{L}, \quad n \in N \quad (3.23)$$

где L – оптическая длина резонатора, c – скорость света в вакууме. Структура собственных мод четко проявляется, если межмодовый интервал $\Omega = \nu_{n+1} - \nu_n$ превышает ширину линии моды $\Delta\nu_{1/2}$, которая существенно зависит, в частности, от потерь в резонаторе. В приближении, когда полные потери в резонаторе эквивалентным образом «пересчитаны» на его зеркала, ширина линии моды составляет:

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{c \cdot \ln(R_1 \cdot R_2)^{-1/2}}{\pi \cdot L} \quad (3.24)$$

где $R_{1,2}$ – энергетические коэффициенты отражения зеркал. Это приводит, с учетом $\Delta\nu_{1/2} \ll \Omega$, к условию существования четкой модовой структуры $(R_1 \cdot R_2) \gtrsim 0,05$ [24]. Таким образом, даже при значительных потерях в резонаторе, достигающих 13 dB/на обход, для продольных мод сохраняется четкая модовая структура без их существенного размытия (перекрывтия).

Динамика лазеров зависит от множества факторов: оптико-физических свойств и спектральных характеристик активной среды, вида уширения линии; конфигурации и характеристик резонатора; степени заполнения резонатора АС, пространственного распределения и параметров излучения накачки; соотношения релаксационных констант в лазерной системе, внешних возмущений и др. [24,27,28,112], наложение которых чрезвычайно усложняет динамику генерации. При составлении осцилляторной модели ВЛ-МОМРС важно учитывать ряд моментов, связанных со спектрально-частотными особенностями ВЛ-МОМРС. Во-первых, кварцевые активные световоды с редкоземельными элементами, как правило, характеризуются значительным неоднородным уширением линии. Так, например, в неодимовом (Nd) АС при комнатных температурах ($T \approx 300\text{ K}$) однородное и неоднородное уширения достигают соответственно $\Delta\lambda_{g.\text{одн.}} \approx 12\text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{g.\text{н.одн.}} \approx 65\text{ \AA}$, так что параметр неоднородного уширения $q(300\text{ K}) = \frac{\Delta\lambda_{\text{неодн.}}}{\Delta\lambda_{\text{одн.}}} - 1 > 5$, который при низких (азотных) температурах может достигать $q(77\text{ K}) \gtrsim 60$ ($\Delta\lambda_{g.\text{одн.}}(77\text{ K}) \approx 1\text{ \AA}$). В частотном выражении ширина линии усиления элементарного активного центра Nd-АС (однородного уширения) и в целом АС ($T \approx 300\text{ K}$) составляют соответственно: $\Omega_{g.\text{одн.}} = \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{\Delta\lambda_g}{\lambda} = 300\text{ ГГц}$, $\Omega_{g.\text{неодн.}} \approx 1800\text{ ГГц}$ соответственно.

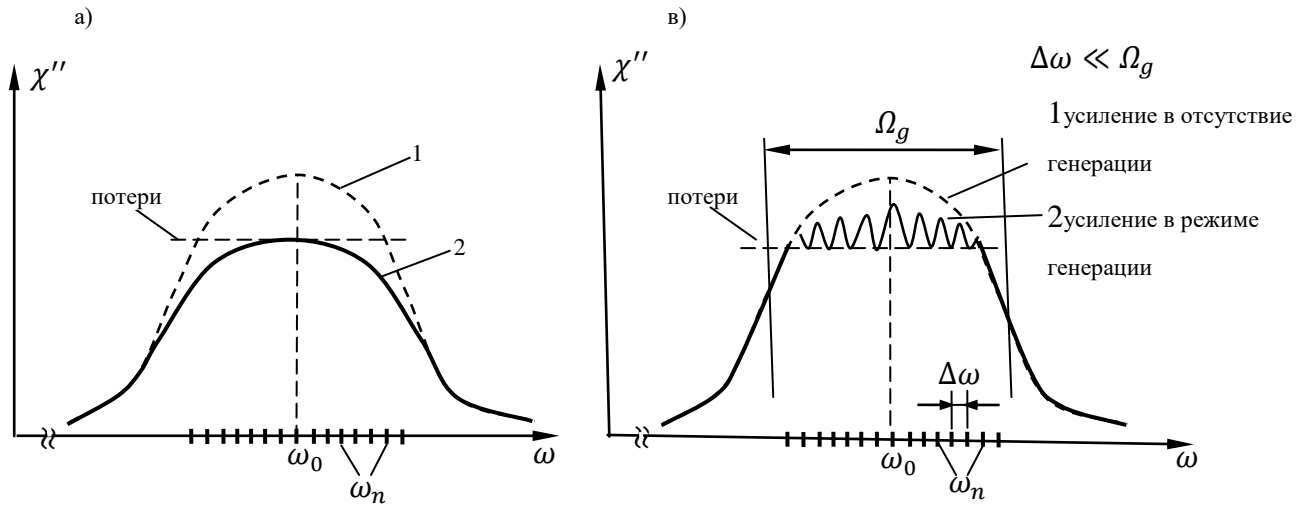


Рис.3.4. Частотные зависимости (усиления $\chi''(\omega)$) АС с однородным (а) и неоднородным уширением (в)

В условиях $q \gg 1$ лазерная среда, в известной мере, становится спектрально более однородной (равномерной) при этом частотная зависимость мнимой части восприимчивости ($\chi''(\omega)$) имеет вид [24,112]:

$$\chi''_{\text{неодн}} = -\frac{\pi \cdot d^2}{\hbar} \cdot \frac{f(\omega - \omega_0)}{(1 + I_\omega / I_{\text{нас.}})^{1/2}} \cdot N_0, \quad (3.25)$$

где $f(\omega - \omega_0)$ - функция распределения неоднородного уширения ($\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$). Выражение (3.25) свидетельствует о качественном изменении полевой зависимости восприимчивости: $\chi''_{\text{неодн.}} \sim (1 + I_\omega / I_{\text{нас.}})^{-1/2}$, тогда как $\chi''_{\text{одн.}} \sim (1 + I_\omega / I_{\text{нас.}})^{-1}$, то есть, в случае неоднородного уширения зависимость от интенсивности излучения более слабая и при этом насыщение АС наступает в существенно более сильных полях. В частном случае лоренцевой функции распределения с параметром распределения T_2^* :

$$f(\omega - \omega_0) = \frac{T_2^*}{\pi} \cdot \frac{1}{1 + (T_2^*)^2 \cdot (\omega - \omega_0)^2} \quad (3.26)$$

формула для восприимчивости отличается от случая однородного уширения заменой в (3.21) $T_2 \rightarrow T_2^*$, где $T_2^* \ll T_2$.

Во-вторых, полагаем, что в рассматриваемых ВЛ отсутствует полосатая или линейчатая структура спектра генерации, обусловленная неоднородным

уширением [24], что предполагает выполнение условия $\frac{\Omega}{\Omega_g} \lesssim \frac{1}{12(q+2\gamma_c)}$, где γ_c - параметр кросс-релаксации. Например, в Nd - ВЛ при комнатных температурах ($q \simeq 5$) в предположении слабой кросс-релаксации ($\gamma_c \ll 1$) указанное условие справедливо при длинах резонатора ВЛ $L \gtrsim 10$ м, которые для волоконных лазеров являются, вполне типичными. При этом, в силу того, что межмодовый интервал существенно меньше ширины линии усиления, то значения тензора восприимчивости для различных мод являются достаточно близкими и, соответственно условия генерации для различных мод примерно одинаковы.

В-третьих, в случае трехзеркальных резонаторов, когда микроосциллятор выполняет роль внешнего (дополнительного) отражателя, расположенного на некотором расстоянии L_e от выходного зеркала основного резонатора ВЛ (включающего АС), считаем, что эффективный коэффициент отражения микроосциллятора $r_m \lesssim r_{кр}$, где $r_{кр} \simeq \frac{r_1}{m+1}$, $m = \frac{L_e}{L_0}$ [216]. В этом случае наличие внешнего отражателя не приводит к существенному возмущению и неэквидистантности мод составного резонатора.

В рассматриваемых ВЛ, $\frac{\Delta\lambda_g}{\lambda} \ll 1$, при этом считаем, что спектральная ширина полосы ($\Delta\lambda$) оптических элементов в резонаторе $\Delta\lambda \gg \Delta\lambda_g$, так что оптические характеристики мод, попадающих в пределы полосы усиления АС, практически одинаковые.

Так как трехмодовая модель [24] вполне корректно отражает наиболее существенные черты режима синхронизации мод, то при исследовании режима пассивной синхронизации мод в ВЛ-МОМРС мы также ограничимся рассмотрением трехмодовой модели.

Модуляция добротности $\Delta Q(U(t))$ и фазы волны $\Delta\psi(U(t))$, обусловленные колебаниями микроосциллятора, в волновом уравнении (3.20) могут быть представлены эквивалентными распределениями (возмущениями) характеристик среды в резонаторе:

$$\sigma_{\text{ЭКВ.}}(z, t) = \Delta\sigma(z) \cdot f_Q(U(t)) \quad (3.27)$$

$$\varepsilon_{0 \text{ экв.}}(z, t) = \Delta\varepsilon_0(z) \cdot f_{\Psi}(U(t)) \quad (3.28)$$

где $\Delta\sigma(z)$, $\Delta\varepsilon_0(z)$ - локальные изменения параметров среды в месте нахождения «фиктивного» модулятора (М) - вблизи правого зеркала в области $L - \Delta l \leq z \leq L$, функции $f_{Q, \Psi}(U)$ – описывают временную часть изменений. Полагая, для простоты, локальные возмущения однородными $\Delta\sigma(z) = \text{const} = \Delta\sigma$, $\Delta\varepsilon_0(z) = \text{const} = \Delta\varepsilon_0$ с учетом зависимостей добротности и фазы от параметров среды (σ, ε_0), получим [24, 146]:

$$\Delta\sigma = \frac{L}{\Delta l} \cdot \frac{\omega_0}{Q_0} \cdot \Delta Q(U(t)) \quad (3.29)$$

$$\Delta\varepsilon_0 = \frac{\lambda_0}{\pi \cdot \Delta l} \cdot \Delta\Psi(U(t)) \quad (3.30)$$

где, в силу малости амплитуд колебаний микроосциллятора, полагаем $\Delta l \ll \lambda$. С учетом (3.22; 3.23), распределения проводимости и показателя преломления ($\sigma, n = \sqrt{\varepsilon_0}$) в волновом уравнении (3.10), приводящие к эквивалентным изменениям добротности $\Delta Q(U(t))$ и фазы $\Delta\Psi(U(t))$ составляют:

$$\sigma(z, t) \approx \frac{\omega_0}{\Delta l \cdot Q_0^2} \cdot \Delta Q \cdot \delta(z - L) \quad (3.31)$$

$$\varepsilon_0(z, t) \approx \frac{\lambda_0}{\pi \cdot \Delta l} \cdot \Delta\Psi \cdot \delta(z - L) \quad (3.32)$$

где $\delta(z - L)$ - дельта функция Дирака, $\Delta Q(U)$ и $\Delta\Psi(U)$ даются выражениями (3.9, 3.11).

Важно отметить, что в лазерах движение зеркала (как равномерное, так и колебательное) при определенных условиях может приводить к режиму так называемой кинематической синхронизации мод (КСМ) [205-207], который наблюдается при скоростях движения, превышающих определенное пороговое значение, причем, в случае колебательных движений сами значения частот колебаний не играют принципиальной роли (нет резонансных особенностей). При этом в теории КСМ предполагается постоянный характер поступательного движения зеркала за время обхода резонатора, условие, которое в

рассматриваемых ВЛ-МОМРС в принципе не выполнимо, поскольку период колебаний микроосциллятора в нашем случае равен времени обхода!

В связи с этим и с учетом того, что исследованные нами режимы пассивной синхронизации мод в ВЛ-МОМРС, имеют четко выраженный резонансный характер и могут наблюдаться при скоростях колебаний микроосциллятора ниже порога КСМ, то в нашем случае механизмы, ответственные за КСМ, вероятно (в ВЛ-МОМРС), не играют существенной роли.

В предположении эквидистантности собственных частот продольных мод, поле в резонаторе $\varepsilon(z, t)$, определяемое интерференцией всех генерируемых аксиальных мод, представляется в виде:

$$\varepsilon(z, t) = \sum_{n=-M}^M A_n \cdot \cos[(\omega_0 + n \cdot \Omega)(t - \frac{z}{c}) + \varphi_n] \quad (3.33)$$

где $A_n(t)$, $\varphi_n(t)$ – медленная амплитуда, фаза волны n – ой моды; $\omega_n = \omega_0 + n \cdot \Omega$ – частоты мод, $2M(2M+1)$ -полное число генерируемых мод. При этом интенсивность лазерного излучения можно представить в виде:

$$I(z, t) = \langle \varepsilon^2 \rangle_{cp} = B_0 + \sum_{S=1}^M B_S \cdot \cos[s \cdot \Omega \left(t - \frac{z}{c} \right) + \Psi_S] \quad (3.34)$$

где усреднение производится за интервал τ , $(t - \tau/2; t + \tau/2)$, превышающий период световых колебаний ($\tau \gg T_{св.}$), $B_0 = \frac{1}{2} \sum_{n=-M}^M A_n^2$ – постоянная составляющая (средняя интенсивность);

$$B_S = \left| \sum_{n=-1}^M A_n \cdot A_{n+S} \cdot \exp i(\varphi_{n+S} - \varphi_n) \right| \quad (3.35)$$

$$\Psi_S = \arg \left[\sum_{n=-M}^M A_n \cdot A_{n+S} \cdot \exp i(\varphi_{n+S} - \varphi_n) \right] \quad (3.36)$$

В случае идеального режима синхронизации мод, когда для всех мод $\varphi_n = \varphi_0 = \text{const}$, имеем $\Psi_S = 0$, $B_S = \sum_{n=-M}^M A_n \cdot A_{n+S}$

Квазигармонические колебания микроосциллятора с собственной частотой $\omega_m = 2\pi \cdot f$ представим в виде:

$$U(t) = U_m(t) \cdot \cos(\omega_m \cdot t + \varphi_m(t)) \quad (3.37)$$

где $U_m(t)$, $\varphi_m(t)$ – медленная амплитуда и фаза акустомеханических колебаний.

Математическая модель рассматриваемой лазерной системы ВЛ-МОМРС включает уравнения, описывающие динамику: лазерного излучения, акустомеханические колебания микроосциллятора и связь указанных подсистем, при этом уравнения для лазерной подсистемы удобно представить в форме, приведенной в работах [218-220]; движение микроосциллятора будет описано в линейном одноосцилляторном приближении (1.30); связь между указанными подсистемами (связь параметров лазерного резонатора с характеристиками движения микроосциллятора) описываются уравнениями (3.24, 3.25).

Процедура получения дифференциальных уравнений для поля в резонаторе, изложенная в работах [218,219], с учетом переменной добротности резонатора (фазы) и нелинейной восприимчивости АС, в данном случае приводит:

$$\ddot{A}_n + \frac{\omega_n}{Q_0} \cdot \dot{A}_n + \omega_n^2 \cdot A_n = \frac{\Delta Q(U(t))}{Q_0} \cdot \sum_k \dot{A}_k \cdot \alpha_k + \frac{4\pi}{L} \int_0^L \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \cdot U_n(z) dz \quad (3.38)$$

для модуляции добротности $Q(t)=Q_0 + \Delta Q(U(t))$ и к уравнению:

$$\ddot{A}_n + \frac{\omega_n}{Q_0} \cdot \dot{A}_n + \omega_n^2 \cdot A_n = \omega_n^2 \cdot \Delta \Psi(U) \cdot \sum_k A_k \cdot \alpha_k + \frac{4\pi}{L} \int_0^L \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \cdot U_n(z) dz \quad (3.39)$$

для модуляции фазы. В уравнениях (3.38; 3.39) $\alpha_k = 1$ при $k \neq n$,

$\alpha_n = [\cos \frac{\pi \cdot z_0}{L}]^{-1}$, ($k = n$) ; $p(z,t)$ – объемная плотность электрической

поляризации в АС с координатой центра АС в точке $z=z_0$; в уравнениях (3.38,

3.39) добротности мод резонатора считаются одинаковыми ($Q_n = Q_0$). Для

твердотельных лазеров зависимости поляризации $p(z, t)$ (восприимчивости) от

поля в резонаторе и характеристик АС представлены, например, в работах [24,

112,217]. В дальнейшем, режим синхронизации мод ВЛ-МОМРС будет

рассмотрен в предположении лазерного импульса достаточно «большой»

длительности ($\tau \gg T_2$) в условиях некогерентного взаимодействия лазерного

излучения с АС ($T_2 \gg \Omega_{Rabi}^{-1}$) и, кроме того, малого изменения усиления АС за

время кругового обхода резонатора $T \cdot \left| \frac{\dot{g}}{g} \right| \ll 1$ [205,207], которые в силу

умеренной интенсивности излучения в ВЛ-МОМРС и условия $T_R \ll \tau_{sp}$, выполняются с достаточным запасом. Отметим, что в общем случае (при произвольном соотношении указанных параметров) анализ динамики лазера существенно усложняется [221]. Для простоты ограничимся рассмотрением режима синхронизации трех эквидистантных продольных мод, которые характеризуются соответствующими наборами величин (A_{-1}, ω_{-1}) , (A_0, ω_0) и (A_{+1}, ω_{+1}) , где $\omega_{+1} - \omega_0 = \omega_0 - \omega_{-1} = \Omega$ – межмодовый интервал. Расстройка межмодового интервала относительно резонансной частоты микроосциллятора предполагается достаточно малой $\left| \frac{\Delta\omega}{\Omega} \right| = \left| \frac{\omega_m - \Omega}{\Omega} \right| \ll 1$.

По аналогии с подходом, изложенным в [219], искомые решения представим в виде:

$$A_0(t) = E_0(t) \cdot \cos [\omega_0 \cdot t + \varphi_0(t)] \quad (3.40)$$

$$A_{-1}(t) = E_{-1}(t) \cdot \cos[(\omega_{-1} - \Delta\omega) \cdot t + \varphi_{-1}(t)] \quad (3.41)$$

$$A_{+1}(t) = E_{+1}(t) = E_{+1}(t) \cdot \cos [(\omega_{+1} + \Delta\omega) \cdot t + \varphi_{+1}(t)] \quad (3.42)$$

и предполагая медленность изменений амплитуд и фаз:

$$\left| \frac{\dot{E}_i}{E_i} \right| \ll \omega_i; \quad |\dot{\varphi}_i| \ll \omega_i; \quad \left| \frac{\dot{U}_m}{U_m} \right| \ll \omega_m; \quad |\dot{\varphi}_m| \ll \omega_m; \quad |\dot{\varphi}_m| \ll |\dot{\varphi}_i|; \quad i=0, \pm 1$$

Получим систему укороченных уравнений для амплитуд [219]:

$$\dot{E}_0 = \kappa_0 \cdot E_0 - \theta_{0,0} \cdot E_0^3 - \theta_{1,0} \cdot E_1^2 \cdot E_0 - \theta_{-1,0} \cdot E_{-1}^2 \cdot E_0 \quad (3.43)$$

$$\dot{E}_1 = \kappa_1 \cdot E_1 - \theta_{0,1} \cdot E_0^2 \cdot E_1 - \theta_{1,1} \cdot E_1^3 - \theta_{-1,1} \cdot E_{-1}^2 \cdot E_1 \quad (3.44)$$

$$\dot{E}_{-1} = \kappa_{-1} \cdot E_{-1} - \theta_{0,-1} \cdot E_0^2 \cdot E_{-1} - \theta_{1,-1} \cdot E_1^2 \cdot E_{-1} - \theta_{-1,-1} \cdot E_{-1}^3 \quad (3.45)$$

уравнения для фаз (в случае модуляции добротности):

$$\dot{\varphi}_0 = S_0 + \alpha \cdot \frac{E_1}{E_0} \cdot \sin\theta_1 + \alpha \cdot \frac{E_{-1}}{E_0} \cdot \sin\theta_{-1} \quad (3.46)$$

$$\dot{\varphi}_1 = S_1 - \Delta\omega - \alpha \cdot \frac{E_0}{E_1} \cdot \sin\theta_1 \quad (3.47)$$

$$\dot{\varphi}_{-1} = S_{-1} + \Delta\omega - \alpha \cdot \frac{E_0}{E_{-1}} \cdot \sin\theta_{-1} \quad (3.48)$$

уравнения для фаз (в случае модуляции фазы):

$$\dot{\varphi}_0 = S_0 + \beta \cdot \frac{E_1}{E_0} \cdot \cos\theta_1 + \beta \cdot \frac{E_{-1}}{E_0} \cdot \cos\theta_{-1} \quad (3.49)$$

$$\dot{\varphi}_1 = S_1 - \Delta\omega - \beta \cdot \frac{E_0}{E_1} \cdot \cos\theta_1 \quad (3.50)$$

$$\dot{\varphi}_{-1} = S_{-1} + \Delta\omega - \beta \cdot \frac{E_0}{E_{-1}} \cdot \cos\theta_{-1} \quad (3.51)$$

где коэффициенты: $\kappa_n = \frac{B}{1+n^2 \cdot (\Omega^0 \cdot T_2)^2} - \frac{\omega_0}{2Q_0}$; $B = \frac{2\pi\omega_0 \cdot T_2 \cdot d^2 \cdot |D^0 \cdot N^0| \cdot l}{\hbar \cdot L}$;

$$\theta_{n,m} = \frac{8\pi\omega \cdot T_1 \cdot T_2^2 \cdot d^4 |D^0 \cdot N^0| \cdot l}{\hbar^3 \cdot L}.$$

$$\left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin \frac{\pi \cdot l}{L} (m-n)}{\frac{\pi \cdot l}{L} (m-n)} \cdot \cos \frac{2\pi \cdot z_0}{L} \cdot (m-n) \right] \cdot \frac{1}{(1+n^2 \cdot (\Omega T_2)^2) \cdot (1+m^2 \cdot (\Omega \cdot T_2)^2)}; \quad (3.52)$$

l - длина АС; z_0 - расстояние от края резонатора (зеркала) до центра АС; $T_{1,2}$ - соответственно, время жизни метастабильного уровня ($T_1 = \tau_{sp}$) и время декогеренции (сбоя фазы) возбужденного уровня; d - дипольный момент активного центра; $\omega_0 = \omega_{21}$ - частота центра линии усиления АС, которая, здесь предполагается, совпадающей с собственной частотой 0-ой моды резонатора, $\alpha = -\frac{\Delta\sigma}{4}$; $\beta = \frac{\Delta\varepsilon_0}{4}$; $\theta_1 = \varphi_0 - \varphi_1 + \varphi_m$; $\theta_{-1} = \varphi_0 - \varphi_{-1} - \varphi_m$.

Члены, пропорциональные $\alpha(\beta)$ описывают взаимодействие мод, обусловленное модуляцией добротности (фазы) при колебаниях микроосциллятора, которые существенно зависят не только от разности фаз между модами, но и фазы колебаний микроосциллятора. Величины $S_K = \frac{2\omega_0}{Q_0} \cdot \text{Re}\chi_K$, $K = 0, \pm 1$, обусловленные нелинейным взаимодействием мод с АС, зависящие как от амплитуд, так и фаз (точнее, разностей фаз) всех генерируемых мод ответственны за возникновение самосинхронизации мод в лазерах и, соответственно, пропорциональны ширине полосы самосинхронизации Δ [218]. Ясно, что в режимах синхронизации мод, имеющих место в условиях $\alpha(\beta) \gg \Delta$, указанные члены S_K не играют важной роли, тем более, что несколько забега вперед отметим, что в рассматриваемых ВЛ-МОМРС в условиях неподвижного микроосциллятора (обычного зеркала), экспериментальные данные свидетельствуют об отсутствии в ВЛ эффекта самосинхронизации мод.

Отметим, что исследованные нами ВЛ-МОМРС характеризуются значительной длиной оптического резонатора L , достигающей десятки и более метров. Из-за уменьшения частоты межмодовых биений $\Omega = \pi c/L$ с ростом L увеличивается амплитуда модуляции инверсной населенности на частоте Ω , что, в свою очередь, приводит к усилению связи между генерируемыми модами. Кроме того, увеличение L может приводить также к изменению отношения спектральной ширины линии моды резонатора $\Delta\omega_{1/2} = \omega_0/Q_0$ к межмодовому интервалу Ω и, соответственно, к изменению степени перекрытия соседних мод, что также влияет на их взаимодействие. Динамика твердотельных лазеров с длинным резонатором исследована, в частности, в работах [222,223], где показано, что в трехмодовом приближении ширина полосы самосинхронизации составляет ($\Delta \simeq |S_K|$):

$$\Delta \simeq \frac{\omega_0}{Q_0} \cdot \frac{K}{1+(\Omega \cdot \tau_{sp})^2} \cdot \left(1 - \frac{3}{2} \cdot \frac{\tau_{sp}}{T_2} \cdot (\Omega \cdot T_2)^2\right) \quad (3.53)$$

где τ_{sp}, T_2 – соответственно время релаксации инверсии и дефазировки возбужденного уровня; $K = \frac{P}{P_n} - 1$ - относительное превышение уровня накачки над пороговым. Из выражения (3.46) следует, в частности, что существует критическая длина $L_{кр}$, соответствующая межмодовому интервалу:

$$\Omega_{кр} = \frac{1}{T_2} \cdot \left(\frac{2}{3} \cdot \frac{T_2}{\tau_{sp}}\right)^{1/2} \quad (3.54)$$

при которой ширина полосы самосинхронизации равна нулю (т.е. самосинхронизация невозможна). В случае активной среды с длиной $l_{AC} \ll L$, расположенной, в частности, вблизи зеркала резонатора условие возбуждения трехмодового режима приводит к соотношению [222]:

$$K \geq K_{кр} = \frac{9}{2} \cdot (\Omega \cdot T_2)^2 \cdot \left(\frac{L}{\pi \cdot l}\right)^2 = \frac{9}{2} \cdot \left(\frac{c \cdot T_2}{l}\right)^2 \quad (3.55)$$

Отметим, что в фазовых уравнениях (3.39÷3.44) зависимости слагаемых S_K от амплитуды и фазы генерируемых мод имеют достаточно сложный вид [112,217]. При этом, в рассматриваемых ВЛ с типичными параметрами $\tau_{sp} \simeq 3 \cdot 10^{-4} \div 10^{-2}$ сек.; $T_2 \simeq 3 \cdot 10^{-13} \div 10^{-11}$ сек., с учетом условия устойчивости

трехмодового режима [220], фазозависимой частью в слагаемых S_K (отвечающей за эффект самосинхронизации мод) можно пренебречь и рассматривать величины S_{-1}, S_0, S_1 в качестве параметров, зависящих лишь от амплитуд мод, при этом, в силу «симметрии» $|S_{-1}| = |S_1| \neq |S_0|$, $S_{-1} = -S_1$.

Принципиально важно, что в уравнениях (3.9, 3.14), описывающих, модуляцию добротности резонатора и проекцию фотоиндуцированной силы, знаки коэффициентов (g, k^*) являются независимыми - каждый из них может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от механизмов лазерного возбуждения, конструкции микроосциллятора и способа его оптической связи с лазерным резонатором. Благодаря этому в лазерной системе ВЛ-МОМРС всегда! можно реализовать необходимый знак результирующего коэффициента - произведения ($g \cdot k_\phi$), что позволяет обеспечить как положительную, так и отрицательную обратную связь между ВЛ и МОМРС.

Решение системы амплитудно-фазовых уравнений (3.40 - 3.52) находится методом последовательных приближений: сначала из амплитудных уравнений в балансном приближении (т.е. без учета фазозависимых членов) определяются амплитуды мод в стационарном режиме генерации $E_0, E_{\pm 1}$, которые затем подставляются в фазовые уравнения, определяющие частоты и фазы генерируемых мод с учетом их комбинационного взаимодействия. Такой подход обеспечивает хорошее согласие с экспериментом [220]. Для определения стационарных (в балансном приближении) амплитуд мод можно воспользоваться формулами, полученными, например, в работе [24]:

$$I_{-1} = E_{-10}^2 = I_1 = E_{10}^2 = \frac{\beta_0 \cdot \alpha_1 - \theta \cdot \alpha_0}{\beta_0 \cdot (\beta_0 + \gamma) - 2 \cdot \theta^2} \quad (3.56)$$

$$I_0 = E_{00}^2 = \frac{(\beta_0 + \gamma) \cdot \alpha_0 - 2 \theta \cdot \alpha_1}{\beta_0 \cdot (\beta_0 + \gamma) - 2 \cdot \theta^2} \quad (3.57)$$

где E_{00}, E_{10} – стационарные амплитуды (записаны в обозначениях работы [24]).

Стационарный режим генерации ВЛ-МОМРС, соответствующий решению $(\theta_1^0; \theta_{-1}^0; \omega_m^0; U_m^0)$, определяется из условий: $\dot{E}_{-1,0,1} = 0$; $\dot{\phi}_{-1,0,1} = 0$; $\dot{\phi}_m = 0$; $\dot{U}_m = 0$, что приводит к решению системы уравнений:

$$S_0(E_{00}, E_{10}) + g \cdot U_m^0 \cdot \left(\frac{E_{10}}{E_{00}} \cdot \sin\theta_1^0 + \frac{E_{-10}}{E_{00}} \cdot \sin\theta_{-1}^0 \right) = 0 \quad (3.58)$$

$$S_1(E_{00}, E_{10}) + g \cdot U_m^0 \cdot \frac{E_{00}}{E_{10}} \cdot \sin\theta_1^0 = -\Delta\omega = -\omega_m^0 + \Omega \quad (3.59)$$

$$S_{-1}(E_{00}, E_{10}) + g \cdot U_m^0 \cdot \frac{E_{00}}{E_{-10}} \cdot \sin\theta_{-1}^0 = \Delta\omega = \omega_m^0 - \Omega \quad (3.60)$$

$$U_m^0 = \frac{(E_{00} \cdot E_{10}) \cdot \cos(\theta_1^0 + \theta_{-1}^0) \cdot \beta^*}{[(\omega_m^0 - \omega_{m0})^2 + \frac{2 \cdot \omega_{m0}^4}{Q_m^2}]^{1/2}} \quad (3.61)$$

Полученные решения определяют динамику трехмодового ВЛ-МОМРС в режиме регулярной синхронизации мод, обусловленной пассивной модуляцией добротности резонатора, осуществляемой микроосциллятором. Аналогичным образом можно рассмотреть случай фазовой модуляции. Интенсивность лазерного излучения, в соответствии с (3.27;3.33-3.35), составляет:

$$I(t) = \frac{1}{\tau} \cdot \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} E_{\Sigma}^2(t') dt' = < \\ [E_{00} \cdot \cos(\omega_0 t' + \varphi_0) + E_{-10} \cdot \cos((\omega_{-1} - \Delta\omega)t' + \varphi_{-1}) + E_{10} \cdot \\ \cos((\omega_1 + \Delta\omega)t' + \varphi_1)]^2 >_{cp} = \\ (E_{00}^2 + E_{-1}^2 + E_1^2) + E_{00} \cdot E_{10} \cdot \cos(\theta_1^0 + \theta_{-1}^0) \cdot \cos(\omega_m^0 \cdot t + \frac{\theta_{-1}^0 - \theta_1^0}{2}) + E_{10}^2 \cdot \\ \cos(2\omega_m^0 \cdot t + \theta_{-1}^0 - \theta_1^0) \quad (3.62)$$

В соответствии с (3.62), в стационарном режиме ПСМ интенсивность лазерного излучения наряду со средним значением (сумма в 1-ой скобке) содержит также переменные компоненты, модулированные на частоте автоколебаний $F = \frac{\omega_m^0}{2\pi} \approx f \approx \Omega$, (2-ое слагаемое) и на ее двойной гармонике (3-й член). Важно отметить, что в уравнении (3.61), определяющем амплитуду колебаний микроосциллятора, искомая частота автоколебаний ω_m^0 , вообще говоря, не совпадает с собственной частотой (ω_{m0}) микроосциллятора (заданной величиной), $|\omega_m^0 - \omega_{m0}| \neq 0$, причем, указанная разница тем меньше, чем выше механическая добротность микроосциллятора Q_m .

Решения системы (3.58-3.61) позволяют установить зависимости характеристик автоколебаний в ВЛ-МОМРС в режиме пассивной

синхронизации мод от параметров как лазерной подсистемы (уровня накачки, параметров АС и др.), так и характеристик микроосциллятора (собственной частоты, добротности, эффективности лазерного возбуждения колебаний и др.). При этом трехмодовая модель, отражающая, в основном, существенную (принципиальную) сторону рассматриваемых явлений [24, 218], не передает их специфических особенностей, которые можно установить путем решения замкнутой системы обыкновенных дифференциальных уравнений (3.33-3.45) с учетом всех генерируемых мод. В реальных ВЛ-МОМРС со значительной длиной резонатора, решение указанной системы, ввиду большого количества мод, наталкивается на значительные трудности. В этой связи особенности режимов ПСМ в конкретных типах ВЛ-МОМРС нами исследованы экспериментально с использованием разных типов ВЛ, отличающихся: спектральным диапазоном; схемой рабочих уровней (трех-, четырехуровневый); конфигурацией резонатора; степенью неоднородного уширения; способом оптической связи резонатора с микроосцилляторами разных типов. При этом, забегая вперед, отметим, что во всех исследованных ВЛ-МОМРС, независимо от указанных особенностей, установлено существование режимов пассивной синхронизации мод ВЛ с достаточно стабильной частотой лазерных импульсов определяемой, в основном, собственной частотой микроосциллятора.

3.3. Экспериментальное исследование режимов пассивной синхронизации мод ВЛ с помощью микроосцилляторов

В данном разделе приведены результаты экспериментального исследования динамики эрбиевых (ЭВЛ) и эрбий-иттербиевых (ЭИВЛ) волоконных лазеров с микрорезонаторными отражателями в условиях внутреннего резонанса $f \approx \Omega = \nu_n - \nu_{n-1}$, когда собственная частота микроосциллятора близка к межмодовому интервалу оптического резонатора. Установлено, что при этом в ВЛ-МОМРС реализуются режимы пассивной

синхронизации мод (ПСМ) с генерацией коротких лазерных импульсов, синхронных с колебаниями микроосцилляторов. Частота следования импульсов (частота автоколебаний) составляет $F = f \cdot (1 + \alpha)$, где, $\alpha \ll 1$, ($\alpha \ll 3 \cdot 10^{-3}$). Показано, что при отклонениях от точного резонанса ($(f - \Omega)/\Omega \ll 1$) частота лазерных импульсов (F) в зоне существования ПСМ зависит как от собственной частоты микроосциллятора, так и значений межмодового интервала, при этом изменения частоты импульсов ΔF практически совпадают с изменениями собственной частоты МОМРС $\Delta F = \Delta f \cdot (1 + k)$, где $k \ll 1$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.3.5. ЭИВЛ линейной конфигурации содержит: участок активного световода (АС) на основе GTW-структуры с симметричной накачкой во встречных направлениях лазерным излучением ($\lambda_p \approx 976 \text{ nm}$); участок стандартного одномодового световода SMF - 28 с варьируемой длиной, $l = 5\text{-}600 \text{ m}$, уложенного в «бухточку» с диаметром 80 mm и помещенного в регулируемый термостат TR₁ с рабочим диапазоном 20÷80 °С; глухое зеркало M₁, сформированное непосредственно на торцевой поверхности пассивного световода; составное зеркало M₂ на основе кремниевой МОМРС. АС с длиной $l_{\text{АС}} \approx 4 \text{ m}$, имеет характеристики, близкие к значениям, приведенным в табл.2.1. Регулировка непрерывной накачки позволяет варьировать среднюю выходную мощность ЭИВЛ в пределах $\overline{P_s} = 0 \div 30 \text{ мВт}$.

Роль зеркала M₂ играет нелинейный интерферометр Фабри-Перо (ИФП) на основе микроосциллятора, сформированный отражающей полупрозрачной торцевой поверхностью световода с коэффициентом отражения r_1 и поверхностью освещаемого участка колебательного элемента МОМРС с коэффициентом отражения r_2 . При этом база ИФП $d = d_0 + x$, где d_0 - исходное значение базы при выключенном ЭИВЛ; x - фотоиндуцированное смещение освещаемого участка поверхности МОМРС. С помощью прецизионных пьезоподвижных юстировочных устройств исходное значение базы можно

установить в пределах заданного значения $d_0 = 10 \div 300 \text{ мкм}$ с точностью $\pm 0,03 \text{ мкм}$. В наших экспериментах роль отражающих поверхностей ИФП выполняли плоская граница раздела кварцевый световод-воздух (прямой скол световода) с коэффициентом $r_1 \approx 3,5\%$ и тонкая металлическая пленка (Ni, Cr, Al), нанесенная на поверхность МОМРС (с коэффициентом $r_2 \approx 70 - 80\%$). Таким образом, в качестве зеркала M_2 служит низкодобротный ИФП с эффективным коэффициентом отражения $R \approx r_1 + k \cdot r_2 + \sqrt{r_1 \cdot k \cdot r_2} \cdot \cos\left(\frac{4\pi d}{\lambda} + \varphi_0\right)$, где k – коэффициент оптической связи резонатора ВЛ с МОМРС, учитывающий потери на согласование и поглощение в ИФП ($k \ll 1$); λ – длина волны лазерного излучения ($\lambda \approx 1538 \text{ нм}$), φ_0 – фазовый сдвиг при отражении от поверхности микроосциллятора.

В качестве МОМРС использованы кремниевые микроструктуры с топологией «мостик на мембране» изготовленные методом анизотропного травления с характеристиками: собственная частота f и добротность (Q) основной моды изгибных колебаний $f_1 = 350 \div 370 \text{ kHz}$ и $Q_1 = 150 \div 250$ (на воздухе). Микроосцилляторы расположены во втором регулируемом термостате TR_2 с рабочим интервалом температур $-20^0 \text{ C} \div +70^0 \text{ C}$ и благодаря температурной зависимости собственной частоты $f(T)$ обеспечивалось относительное изменение $\Delta f/f(20^0 \text{ C})$ в пределах $\pm 1,5 \cdot 10^{-2}$ ($\pm 1,5\%$). Установка позволяет изменять также добротность микроосцилляторов (в $2 \div 4$) раза путем вакуумирования рабочей камеры термостата TR_2 до уровня 10^{-2} мм.рт.ст. Контроль динамики лазерной системы – интенсивности (I) излучения генерации ВЛ и состояния колебаний микроосциллятора осуществляются с помощью быстродействующих фотоприемных устройств ФПУ_{1,2}, подключенных к схеме ЭВЛ через волоконный разветвитель с коэффициентом деления 10:1. При этом измерение отношения (частного) сигналов $\frac{U_2}{U_1} =$

$\frac{I_2}{I_1} \sim R(t)$, где $R(t)$ - модулированный коэффициент отражения ИФП, в эксперименте реализовано с помощью микросхемы (делителя) - 525ПС3, что позволяет определить состояние колебаний микроосциллятора (в отдельных случаях колебания МОМРС регистрировались с помощью независимого торцевого волоконного интерферометра рис.2.11).

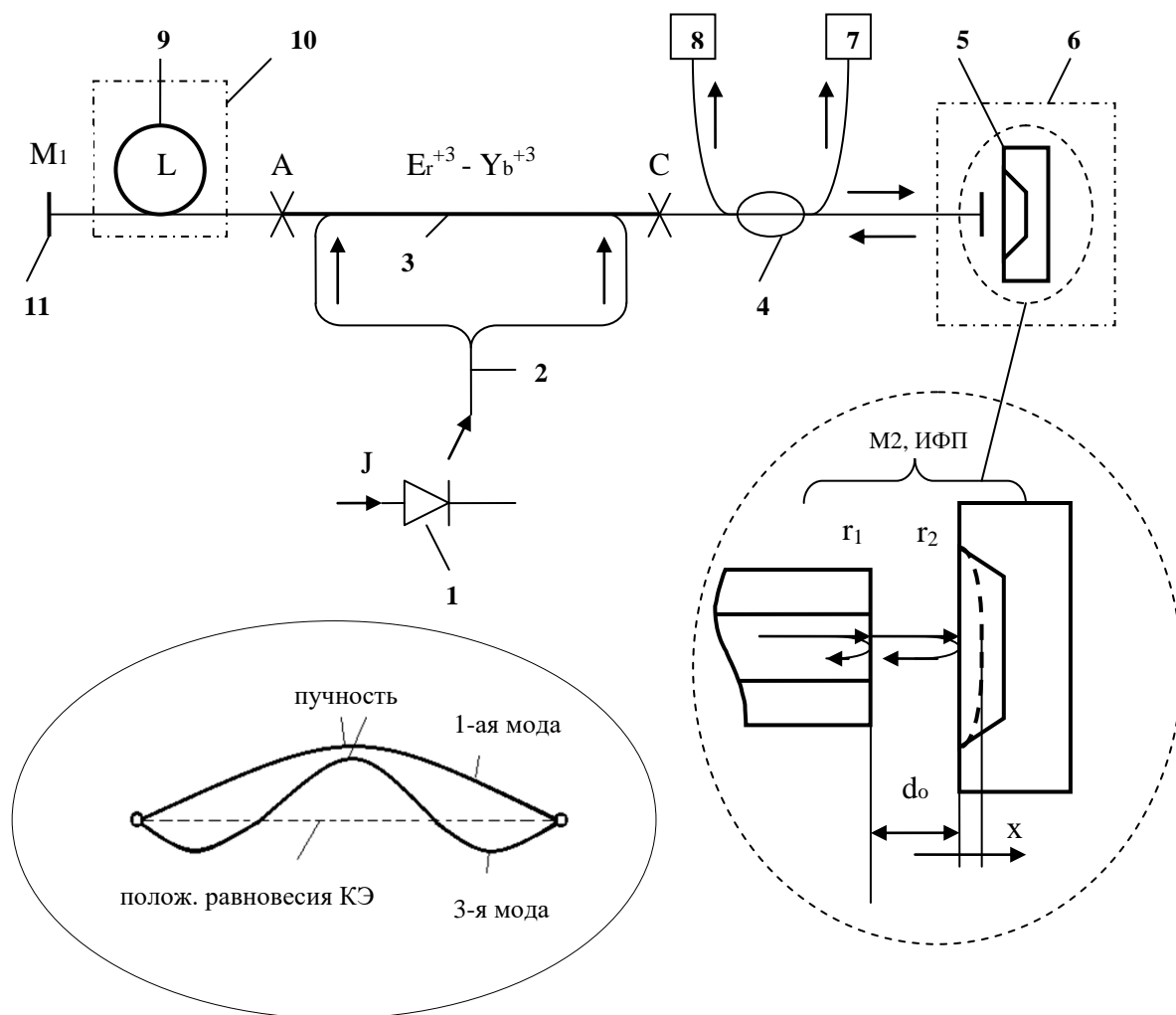


Рис.3.5. Схема ЭИВЛ с микроосцилляторным отражателем (внешним): 1 – ПЛ накачки; 2 – волоконный разветвитель (coupler); 3 – активный световод; 4 – волоконный разветвитель; 5 – МОМРС; 6 – регулируемый термостат TR_1 ; 7,8 – фотоприемные устройства; 9 – «бухточка» световода SMF-28; 10 – регулируемый термостат TR_2 ; 11 – глухое зеркало

В соответствии с оценками межмодового интервала $\Omega \approx \frac{c}{2 \cdot n \cdot l_1}$, условие резонанса $\Omega = f_1$ достигается при длине резонатора ЭИВЛ $l_1 \approx c/2nf_1$. Так, при $f_1 \approx 370 \text{ kHz}$ имеем $l_1 \approx 275 \text{ м}$. Точная подгонка оптической длины резонатора $L = n \cdot l$ осуществляется путем нагрева «бухточка» пассивного участка до необходимой температуры в соответствии с термооптическим коэффициентом для световода (SMF-28), $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$.

Экспериментально установлено, что в условиях резонанса $\Omega \approx f_1$, лазерная система при определенных значениях исходной базы ИФП переходит в режим регулярной импульсной генерации (рис.3.6) с частотой импульсов F , близкой к собственной частоте МОМРС и межмодовому интервалу $F \approx f_1 \approx \Omega$. Переход в режим регулярной устойчивой импульсной генерации (автоколебаний) имеет пороговый характер по уровню накачки (второй порог), при этом с ростом накачки длительность импульсов (τ) уменьшается так, что отношение периода колебаний ($T = F^{-1}$) к длительности импульсов достигало значений $T/\tau \cong 30$ (рис.3.7), при этом глубина модуляции интенсивности лазера близка к 100%. Отмеченные закономерности свидетельствуют о том, что имеет место режим пассивной синхронизации мод лазера (ПСМ) [139]. Область значений d_0 , при которых наблюдается рассматриваемый режим представляет собой объединение дискретных интервалов $(d'_0, d''_0)_i$, $i=1,2,\dots$, периодичных с шагом $\lambda/2$, равным периоду интерферометра Фабри – Перо и соответствующих определенному участку (в данном случае – убывающему) на интерферограмме отражения, в которых, следовательно, обеспечивается положительная обратная связь в рассматриваемой автоколебательной системе ЭИВЛ-МОМРС. При фиксированных параметрах системы (но без специальных мер по подавлению вибраций и стабилизации указанных параметров) относительные кратковременные флуктуации частоты импульсов в лабораторных условиях

составляют $\frac{\langle \langle \Delta F^2 \rangle \rangle_{\text{фл.}}^{1/2}}{F} \cong 3 \cdot 10^{-4}$, при этом вакуумирование МОРС до уровня 10^{-2}

Торг., повышающее добротность микрорезонатора (в $3 \div 5$ раз), приводит лишь к небольшому уменьшению указанных флуктуаций до уровня $1,5 \cdot 10^{-4}$ (время усреднения $\tau = 10^{-2}$ сек). Это указывает на то, что наблюдаемая нестабильность частоты импульсов, по-видимому, обусловлена флуктуационными процессами преимущественно в лазерной подсистеме. Экспериментальные зависимости частоты импульсов от параметров $F(l, f)$ приведены на рис.3.8.

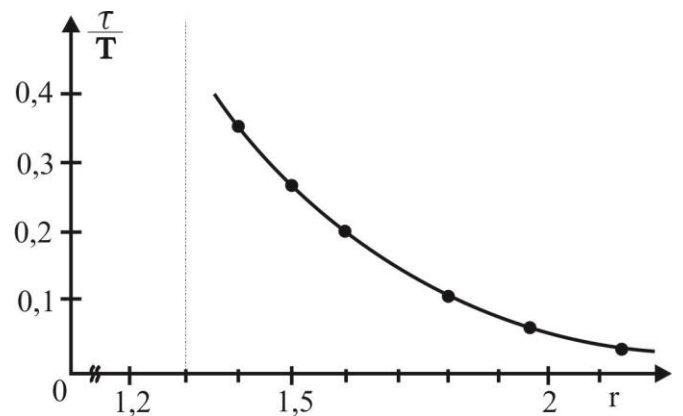
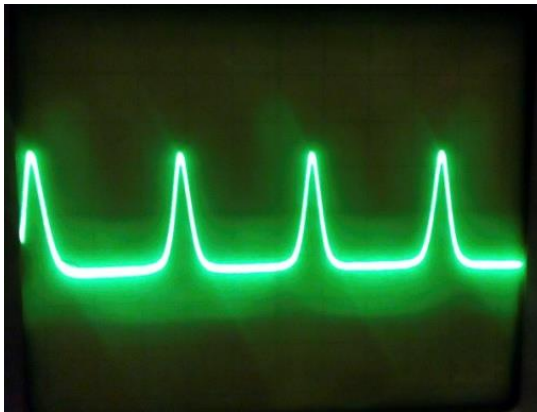


Рис.3.6. Форма импульсов в режиме ПСМ.

Рис.3.7. Длительность импульсов от накачки.

При нарушении точного условия резонанса ($\Omega \neq f_1$) вследствие изменения межмодового интервала путем дискретного укорочения (удлинения) длины волоконно-оптического резонатора l или плавного нагрева «бухточка», срыв регулярного импульсного режима происходит при значениях $\left| \frac{\Delta l}{l} \right| > 1,5 \cdot 10^{-2}$.

Важно отметить, что автоколебания с собственной частотой МОРС $F \approx f_1 = 370 \text{ kHz}$ эффективно возбуждаются также в условиях кратного резонанса $\Omega' = \frac{1}{2} \cdot f_1$, достигаемого двукратным увеличением длины резонатора лазера, $l' = 2 \cdot l_1 \approx 550 \text{ m}$. Указанный режим соответствует наличию двух импульсов генерации за время одного полного обхода резонатора (удвоенной межмодовой частоте). В условиях фиксированной длины (l) при небольших изменениях

собственной частоты МОМРС имеет место соотношение $\Delta F \approx \Delta f$, однако, при значительной расстройке $\left| \frac{\Delta f}{f} \right| > 10^{-2}$ происходит срыв автоколебаний.

Примечательно, что возмущения «бухточка» (в виде вибраций, деформаций, нагрева) не приводили к срыву автоколебаний и заметному изменению уровня кратковременных флуктуаций частоты.

Важно подчеркнуть, что поскольку рассматриваемые МОМРС являются колебательными системами с распределенными параметрами, они обладают «бесконечным» набором мод собственных поперечных колебаний. При этом расчетные значения собственных частот для трех низших мод поперечных колебаний КЭ – однородной микробалки, закрепленной на концах, соотносятся как $f_1 : f_2 : f_3 = 4,73 : 7,85 : 10,99$ [126]. Следовательно, для рассматриваемых МОМРС имеем оценку $f_3 = \frac{10,99}{4,73} \cdot f_1 \approx 860 \text{ kHz}$, при этом пучности колебаний как для 1-й, так и для 3-й (нечетных) мод сосредоточены в центре колебательного элемента МОМРС – однородной микробалки (вставка на рис.3.5). Таким образом, если лазерное излучение направлено в центр МОМРС, то можно ожидать, что при соответствующем изменении длины резонатора ЭИВЛ (l_3) возможно обеспечить условия возбуждения автоколебаний также на 3-й моде собственных колебаний с частотой $F \approx f_3$. Эксперимент полностью подтверждает этот вывод – автоколебания в системе ЭИВЛ –МОМРС с частотой $F \approx f_{3,ex.} \approx 899 \text{ kHz}$ возникают в соответствии с условием резонанса $\Omega \approx f_3$, при длине лазерного резонатора $l_3 \approx \left(\frac{f_3}{f_1} \right)^{-1} l_1 \approx 110 \text{ m}$. Некоторое различие расчетных и экспериментальных значений собственной частоты для 3-й моды, вероятно, связано с отличием конструкции и размеров, использованных МОМРС от расчетных значений. Уровень накачки, соответствующий порогу возбуждения автоколебаний на 3-й моде, $\alpha_{n,3} \approx 1,5$ несколько больше соответствующего значения для первой моды $\alpha_{n,1} \approx 1,2$ ($\alpha_n = p_{ABT.} / p_{II.}$ – относительный уровень накачки ЭИВЛ, соответствующий порогу возбуждения

автоколебаний («второй» порог лазера), p_{Π} – мощность накачки, соответствующая порогу лазерной генерации).

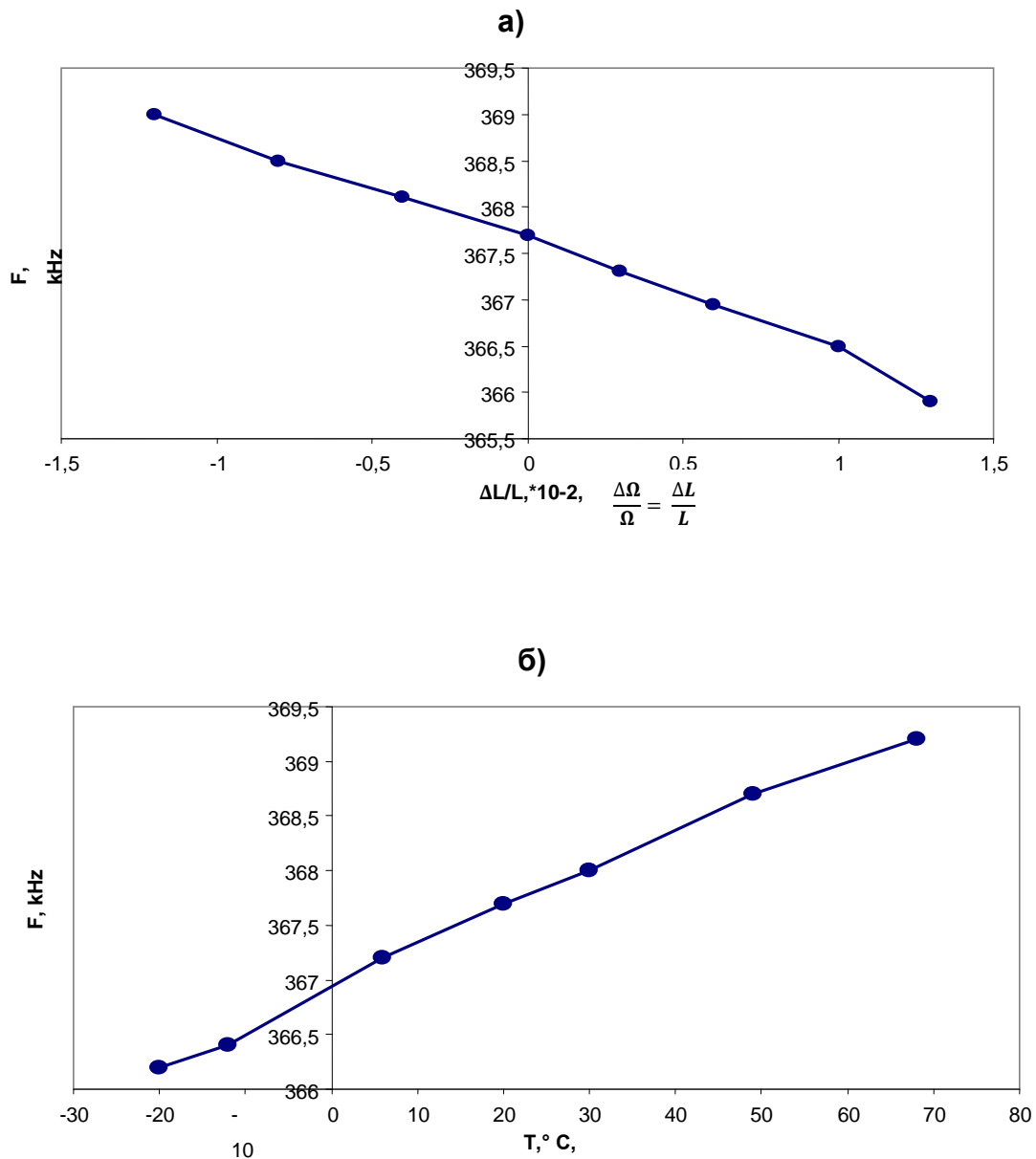


Рис.3.7. Зависимости частоты лазерных импульсов $F(l, T)$ от длины резонатора l_1 и температуры (T): а) $F(\Delta l_1/l_1)$; б) $F(T)$, $F_0=367,68 \text{ kHz}$ – частота при: $T_0=20^\circ\text{C}$; $l_1=274,5 \text{ м}$.

Отметим, что режим ПСМ экспериментально реализован также с помощью оптоволоконной МОМРС в виде полусферической оболочки из оксинитрида кремния, сформированной на торце кварцевого световода, имеющей «низшую»

резонансную частоту $f_1 = 1,7$ МГц (соответствующая длина резонатора ЭИВЛ = 58м).

Так как колебания МОМРС приводят к модуляции как эффективного коэффициента отражения, так и фазы световой волны, отраженной от ИФП, то наблюдаемые режимы генерации ЭИВЛ-МОМРС могут обуславливаться, вообще говоря, различными механизмами пассивной синхронизации мод – модуляцией добротности и/или фазы [139].

Кроме того, в рассматриваемых системах имеет место также доплеровское смещение частоты света, отраженного от движущейся поверхности микроосциллятора. В этой связи принципиально важно исследовать режимы ПСМ в ВЛ-МОМРС с автоколлиматорной оптической связью, в которых возбуждаются высокие моды поперечных колебаний, имеющие узловые (неподвижные) точки (т.А на рис.3.9). В экспериментах использован ЭВЛ-МОМРС (схема ВЛ, рис.1.8е), в котором роль зеркала ВЛ играет микроконсольный КЭ. Лазерное возбуждение второй моды поперечных колебаний микроконсоли осуществляется коллимированным излучением, падающим в область узловой точки (А) для второй моды (рис.3.9).

В данном случае активной средой ЭВЛ служит одномодовый АС ($l_{АС} \approx 2,5$ м) с сердцевиной, легированной эрбием (E_r^{+3}); накачка АС осуществляется непосредственно в сердцевину ($\lambda_p \approx 980$ нм). Диаметр коллимированного пучка $\phi \approx 380$ мк, расходимость $\theta_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ рад. Возбуждение изгибных колебаний осуществляется, в основном, за счет фототермического эффекта, благодаря нанесению на поверхность микроконсоли тонкой пленки никеля (Ni). Важно, что в данном случае область в окрестности узловой точки (А) не участвует в поступательном колебательном движении, но совершает угловые (вращательные) колебания вокруг оси, проходящей через т.А, модулируя, тем самым, только лишь добротность резонатора при неизменной фазе отраженной волны и отсутствии доплеровского смещения.

Длина резонатора ЭВЛ, соответствующая собственной частоте второй (рабочей) моды поперечных колебаний использованного микроосциллятора, $f_2 \approx 68 \text{ kHz}$, ($f_1 \approx 12,8 \text{ kHz}$), определяется условием $f_2 \approx \Omega = \frac{\pi \cdot c}{L}$, и составляет $L \approx 1,5 \text{ км.}$, которая обеспечивается включением в резонатор ЭВЛ участка пассивного световода SMF-28 необходимой длины.

Установлено, что в условиях непрерывной накачки в рассматриваемом ЭВЛ-МОМРС при ($f_2 \approx \Omega$), на строго определенном склоне (ветви) диаграммы направленности автоколлиматора при превышении определенного («второго») порога накачки $\alpha_{п2} \approx 1,3$ ($\alpha_{п2} = p_{авт2.}/p_{п.}$, где $p_{авт2.}$ - мощность накачки, соответствующая порогу возбуждения автоколебаний на второй моде, $p_{авт.} > p_{п.}$ - порог лазерной генерации), наблюдается режим ПСМ с частотой лазерных импульсов $F = f_2(1 + k)$, $k \lesssim 10^{-3}$ (рис.3.10).

Таким образом, показано что в условиях резонанса, $\Omega = f$, в волоконных лазерах с микроосцилляторным зеркалом режимы ПСМ могут быть реализованы как за счет модуляции одной лишь добротности, так и при одновременной пассивной модуляции добротности, фазы и частоты доплеровского смещения излучения, отраженного от МОМРС.

На рис.3.8 приведены экспериментальные зависимости частоты лазерных импульсов (F) в ЭИВЛ-МОМРС от расстроек ($\Delta f = f - f_0$, $\Delta \Omega = \Omega - \Omega_0$) относительно точного резонанса ($f_0 = \Omega_0$). Указанные расстройки получены двумя разными способами: при фиксированной длине резонатора ($\Omega = \Omega_0 = const$) изменялась собственная частота микроосциллятора (а); при фиксированной собственной частоте МОМРС ($f = f_0 = const$) изменялась длина резонатора (т.е. межмодовый интервал). Указанные изменения достигались соответственно путем: приложения механических напряжений, деформирующих корпус МОМРС; изменения температуры или давления в воздухе, окружающем микроосциллятор; за счет дискретного или плавного изменения длины волоконно-оптического резонатора ВЛ при добавлении дополнительных отрезков волокна или же плавным изменением температуры

волоконной «бухточкой», помещенной в регулируемый термостат, формирующей основную часть волоконного резонатора лазера. При этом соответствующие относительные изменения межмодовых биений и собственных частот МОМРС достигали $\left| \frac{\Delta\Omega}{\Omega}, \frac{\Delta f}{f} \right| \approx 3 \cdot 10^{-2} (\pm 3\%)$.

Полученные экспериментальные данные показывают, что режим пассивной синхронизации мод в рассматриваемых ЭИВЛ-МОМРС при отклонениях от точного резонанса ($\Omega_0 = f_0$) наблюдается при относительных расстройках до: $-10^{-2} \lesssim \frac{\Delta f}{f}, \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \lesssim 10^{-2}$ (т.е. $\pm 1\%$), при этом в указанных интервалах зависимости $F(\Omega, f)$ являются непрерывными и монотонными, достаточно близкими к линейным.

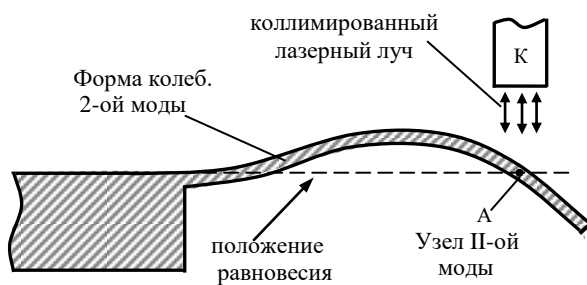


Рис.3.9. Схема взаимодействия излучения ЭВЛ со 2-ой модой колебаний микроконсоли.

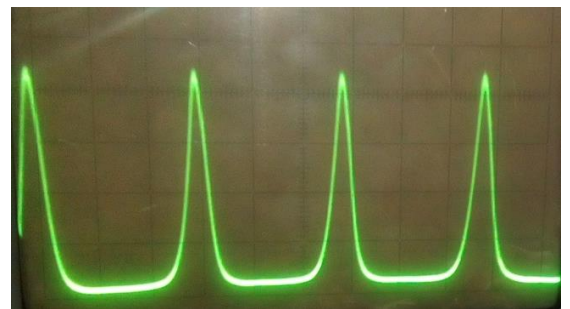


Рис. 3.10. Форма импульсов ЭВЛ в режиме ПСМ в схеме 3.9.

Отметим, что повышение добротности микроосциллятора в $3 \div 5$ раз (за счет вакуумирования) при фиксированных остальных параметрах системы приводило лишь к небольшому расширению границ допустимых расстроек частот (до 20%) т.е. добротность слабо влияет на допустимые частотные расстройки (по сравнению с собственной частотой), что согласуется с (3.61).

Ввиду отсутствия литературных данных прямых исследований ПСМ в лазерах с микроосцилляторами, приведем данные о допустимых отстройках частоты модуляции добротности (фазы), характерных для режимов активной синхронизации мод в твердотельных лазерах [224-227], которые показывают,

что предельные значения отстроек частоты при активной синхронизации мод ($|\frac{\Delta f}{f}| \approx 10^{-2}$ [225]), по порядку величины близки к значениям, полученным в настоящей работе.

3.4. Автоколебания в (Nd) ВЛ – МОМРС в условиях комбинационного резонанса

Выше установлено, что динамика лазерных систем ВЛ-МОМРС существенно зависит как от спектра (f) собственных акустомеханических колебаний МОМРС, возбуждаемых лазерным излучением, так и характерных внутрилазерных частот. Так, в резонансных условиях $f \approx n f_{rel.}$ ($n = 1, 2, \dots$); $f \approx m \Omega$ ($m = 1, 2, \dots$) возможны автомодуляционные режимы генерации с частотой лазерных импульсов $F \approx f/n$, обусловленные пассивной модуляцией добротности или синхронизацией мод резонатора, осуществляемых микроосцилляторами ($\Omega, f_{rel.}$ – частоты межмодовых биений и релаксационных колебаний в ВЛ). С позиций теории сложных систем [147, 188], лазерные системы ВЛ-МОМРС, могут рассматриваться как их частный случай, в которых важную роль могут играть внутренние резонансы с участием различных колебательных степеней свободы, которые существенно определяют динамику сложных систем. Исходя даже из весьма упрощенной (схематичной) модели, представляющей ВЛ-МОМРС в виде системы из трех связанных осцилляторов с собственными частотами ($f_{rel.}, f, \Omega$), следует ожидать, например, проявления внутренних резонансов вида $n f + m f_{rel.} + k \Omega = 0$, где n, m, k - целые числа. Физически, возможность такого взаимодействия следует из анализа роли нелинейности АС при синхронизации мод твердотельного лазера. Лазерные уравнения [217] приводят к заключению, что при одновременном учете релаксационных колебаний ($f_{rel.}$) и межмодовых биений (Ω), в силу нелинейности активной среды, инверсия населенности (поляризация АС) содержит гармонические модуляционные составляющие на комбинационных частотах вида ($m \cdot \Omega + k \cdot f_{rel.}$), которые при выполнении

соотношения $m\Omega + k \cdot f_{rel.} \approx f$, могут приводить к соответствующей резонансной компоненте модуляции интенсивности лазерного излучения, и, следовательно, к возникновению резонансной фотоиндуцированной силы, действующей на МОМРС, вызывающей раскачку собственных колебаний.

В настоящем разделе экспериментально установлено, что в неодимовых волоконных лазерах (ВЛ) с дополнительным зеркалом на основе МОМРС в условиях резонанса: $f \approx \Omega \pm kf_{rel.}$ ($k = 0,1,2$) возможны режимы устойчивых одночастотных автоколебаний с частотой (F), определяемой, главным образом, собственной частотой именно микроосциллятора $F = f(1 + \alpha)$, $|\alpha| \lesssim 10^{-3}$.

Схема исследованных ВЛ-МОМРС представлена на рис.3.11. Линейный трехзеркальный оптический резонатор ВЛ содержит: одномодовый (SM) ($\lambda_{cr}=0,93\mu m$) неодимовый (Nd) активный световод (АС,(3)) длиной $l_a \approx 2 m$; пассивный SM световод (4) длиной $l \approx 1,5 km$ с потерями $\beta_{1,06} \approx 1 dB/km$; волоконный «X» разветвитель 90:10 (7) для контроля характеристик излучения в резонаторе $I_{1,2}$. Накачка Nd-АС осуществляется в одномодовую сердцевину излучением полупроводникового лазера (1) на длине волны $\lambda_p = 808 nm$ с регулируемой мощностью в пределах $P_p = 0 \div 85 mW$, которая практически полностью поглощается в АС. Параметры АС: диаметр сердцевины $d \approx 5,4 \mu m$, концентрация неодима в сердцевине $N = 1000 ppm$ (вес.), разница показателей преломления сердцевина-оболочка $\Delta n = 0,006$. В качестве зеркала M_1 служит волоконная Брэгговская решетка (FBG,(2)) с коэффициентом отражения $R_1 \approx 99\%$ на длине волны генерации ВЛНИФП $\lambda_s \approx 1064,2 nm$, ширина спектра отражения FBG $\Delta\lambda_{1/2} \approx 0,3 nm$. Отражатели $M_{2,3}$, образующие составное зеркало M_{eff} , представляют собой соответственно полупрозрачный отражатель в виде многослойной интерференционной пленки (8) на торцевой поверхности световода ($R_2 = 3,5 \div 25\%$) и тонкую металлическую пленку (Al,Ni) на поверхности колебательного звена МОМРС (9) ($R_3=72\div 93\%$). Зеркало M_{eff} представляет собой нелинейный интерферометр Фабри-Перо (НИФП) с эффективным коэффициентом отражения $R = I_1/I_2 = \bar{R} + \Delta\tilde{R}(t)$, где

модулированная часть $\Delta\tilde{R}(t)$ зависит от характеристик акустомеханических колебаний микроосциллятора. Пространственное позиционирование МОМРС относительно отражателя M_2 осуществляется с помощью пьезоэлектрического юстировочного (10) устройства (± 2 nm).

Для реализации условий комбинационного резонанса важно обеспечить близкие (сопоставимые) значения частот $f_{rel.}, f, \Omega \approx c/2nL$, где $L \approx l + l_a$ – полная длина оптического (волоконного) резонатора FL; c – скорость света в вакууме; n – показатель преломления активного и пассивного световодов. В типичных твердотельных лазерах [30], где отношение $f_{rel.}/\Omega \approx 10^{-5} \div 10^{-2}$, ($L=0,1 \div 10m$) трудно обеспечить указанные условия (сопоставимость частот) и с этой точки зрения именно предложенная схема Nd-ВЛ, как показывают оценки, имеет преимущества (причем, именно с линейной конфигурацией резонатора).

В трех- и четырех уровневых лазерах приближенные значения частот релаксационных колебаний определяются единой формулой [228, 229]:

$$f_{rel.3,4} = \frac{1}{2\pi} \left(\left(\frac{r-1}{\tau_{sp} \cdot \tau_{ph}} \right) \cdot (1 + k_{3,4}) - \frac{1}{4\tau_{sp}^2} \left(1 + (1 + k_{3,4}) \cdot (r - 1) \right)^2 \right)^{1/2} \quad (3.63)$$

где $k_3 = Nl\sigma c\tau_{ph}/L$; $k_4 = 0$; $r = P/P_{th}$ – относительный уровень накачки лазера (P_{th} – пороговая мощность накачки); τ_{sp} – время жизни метастабильного уровня; σ – сечение вынужденного излучения; $\tau_{ph} = (\gamma \cdot \Omega)^{-1}$ – время жизни фотона в лазерном резонаторе, $\gamma = \beta L + \alpha_\epsilon + \ln(RR_1)^{-1/2}$ – нерезонансные потери за один полный обход: βL – эффективные распределенные потери (с учетом потерь в АС); α_ϵ – суммарные дискретные потери (в местах соединений разных световодов; в разветвителе и т.д.); $\ln(RR_1)^{-1/2}$ – потери на поглощение и пропускание в зеркалах. Выражение (1) с учетом зависимости P_{th} от параметров оптического резонатора и АС позволяет исследовать в лазерах разных типов зависимость $f_{rel.3,4}$ от регулируемых параметров ($P, \beta, L, R_{1,2,3}, \dots$).

Сравнение характеристик ВЛ данной конфигурации с разными типами АС, легированных (Nd; Er; Yb) показывает, что при одинаковой мощности

лазерного излучения (W), падающего на МОМРС ($W \sim I_2$), четырехуровневый ВЛ на основе неодима обеспечивает более высокое соотношение частот: $f_{rel.4}(Nd)/\Omega \gg f_{rel.3}(Er, Yb)/\Omega$. Теоретически, в пространстве параметров Nd-ВЛ возможно даже соотношение $f_{rel.4}/\Omega = 1$, которое, однако, на практике трудно реализовать из-за слишком большого значения необходимой для этого мощности накачки P_{cr} .

В условиях ограниченной мощности $P \ll P_{cr}$, оценка оптимальной длины (L_0) резонатора ВЛ, обеспечивающей локальный максимум $f_{rel.4}/\Omega$, определяется условием $\beta L_0 \simeq \alpha_\epsilon + \ln(RR_1)^{-1/2}$ (при $L \gtrsim L_0$ дальнейшее увеличение длины резонатора невыгодно, так как из-за роста потерь в резонаторе увеличивается порог лазерной генерации P_{th} , что, в условиях ограниченной мощности накачки, приводит, в конечном счете, к уменьшению отношения $f_{rel.4}/\Omega$). В рассматриваемых Nd-ВЛ при $P_{max} = 85 \text{ mW}$, $L_0 = 1,5 \text{ km}$, ($\Omega \simeq 70 \text{ kHz}$), в соответствии с (1) получим $f_{rel.max} \simeq 6 \text{ kHz}$, что позволяет реализовать внутренний резонанс в лазерной системе при собственных частотах МОМРС: $64 \lesssim f \lesssim 76 \text{ kHz}$ (в случае $k = 0,1$).

В экспериментах использованы разные виды МОМРС [230*], при этом основная часть измерений выполнена с помощью наборов однотипных кремниевых микроосцилляторов в виде микробалок с заделанными концами («микромостик»), сформированных методами MEMS-технологий на общей кремниевой планарной подложке. Собственные частоты и механические добротности основной моды поперечных колебаний МОМРС составляют: $f = 40 \div 100 \text{ kHz}$, $Q = 150 \div 250$ (на воздухе). Т.к. эффективность лазерного возбуждения (фототермический эффект, давление света и др.) сильно зависит от оптико-физических свойств поверхности МОМРС, то она могла существенно варьироваться за счет нанесения тонких пленок металлов или диэлектриков без значительного искажения акустомеханических характеристик МОМРС.

Анализ частотной зависимости плотности флуктуаций выходной мощности ВЛ (при отсутствии МОМРС – точнее, при ее замене обычным

зеркалом) позволяет определить среднее значение межмодового интервала $\bar{\Omega} \approx 72 \text{ kHz}$ и оценить ширину огибающей всплесков мощности $\Delta\Omega_{1/2} \approx 0,5 \text{ kHz}$. В эксперименте $f_{rel.}$ определены из анализа АЧХ модулированной составляющей $\Delta\tilde{I}_{2,\omega}$ интенсивности лазера $I_2(t) = \bar{I}_2 + \Delta\tilde{I}_{2,\omega}(t)$ в условиях вынужденной модуляции эффективного коэффициента отражения НИФП при гармонических колебаниях базы $H(t) = H_0 + \Delta H \cdot \cos(\omega t)$. Модуляция базы с переменной частотой ($\omega < 2\pi f$) осуществляется с помощью пьезоэлектрического микропозиционера. При $\Delta H \ll \lambda_s$; $\Delta\tilde{I}_2/\bar{I}_2 \lesssim 10^{-2}$ имеют место линейные соотношения: $\Delta\tilde{I}_{2,\omega} \sim \Delta R_\omega \sim \Delta H$, с максимумом амплитуды $\Delta\tilde{I}_{2,\omega}$ при частоте модуляции: $\frac{\omega}{2\pi} \approx f_{rel.}$ (в резонансе).

При максимальной накачке $P = 85 \text{ mW}$ в исследованных Nd-FL с параметрами $\bar{R} = 0,04 \div 0,60$; $L_0 = 1,5 \text{ km}$, частота релаксационных колебаний достигает $f_{rel.max} \approx 3 \div 6 \text{ kHz}$, ширина резонансной кривой релаксационных колебаний ВЛ $\Delta f_{rel.1/2} \approx 1 \div 2 \text{ kHz}$, что соответствует эффективной добротности $Q_{rel} = f_{rel.}/\Delta f_{rel.1/2} \approx 3 \div 5$. Характер измеренных зависимостей $f_{rel.}(P, R, L, \dots)$ качественно согласуется с расчетами по формуле (3.63).

Подчеркнем, что именно соотношение: $f_{rel.} \gg \left[(\Delta f_{rel.1/2})^2 + (\Delta\Omega_{1/2})^2 + (f/Q)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$, где f/Q - ширина резонансной кривой микроосциллятора, означающее, что суммарная ширина линий всех «осцилляторов» существенно меньше наименьшего значения частот из набора $f_{rel.}, f, \Omega$, (в данном случае - частоты релаксационных колебаний), обеспечивает возможность четкой реализации условий внутреннего резонанса в рассматриваемых лазерных системах ВЛ-МОМРС.

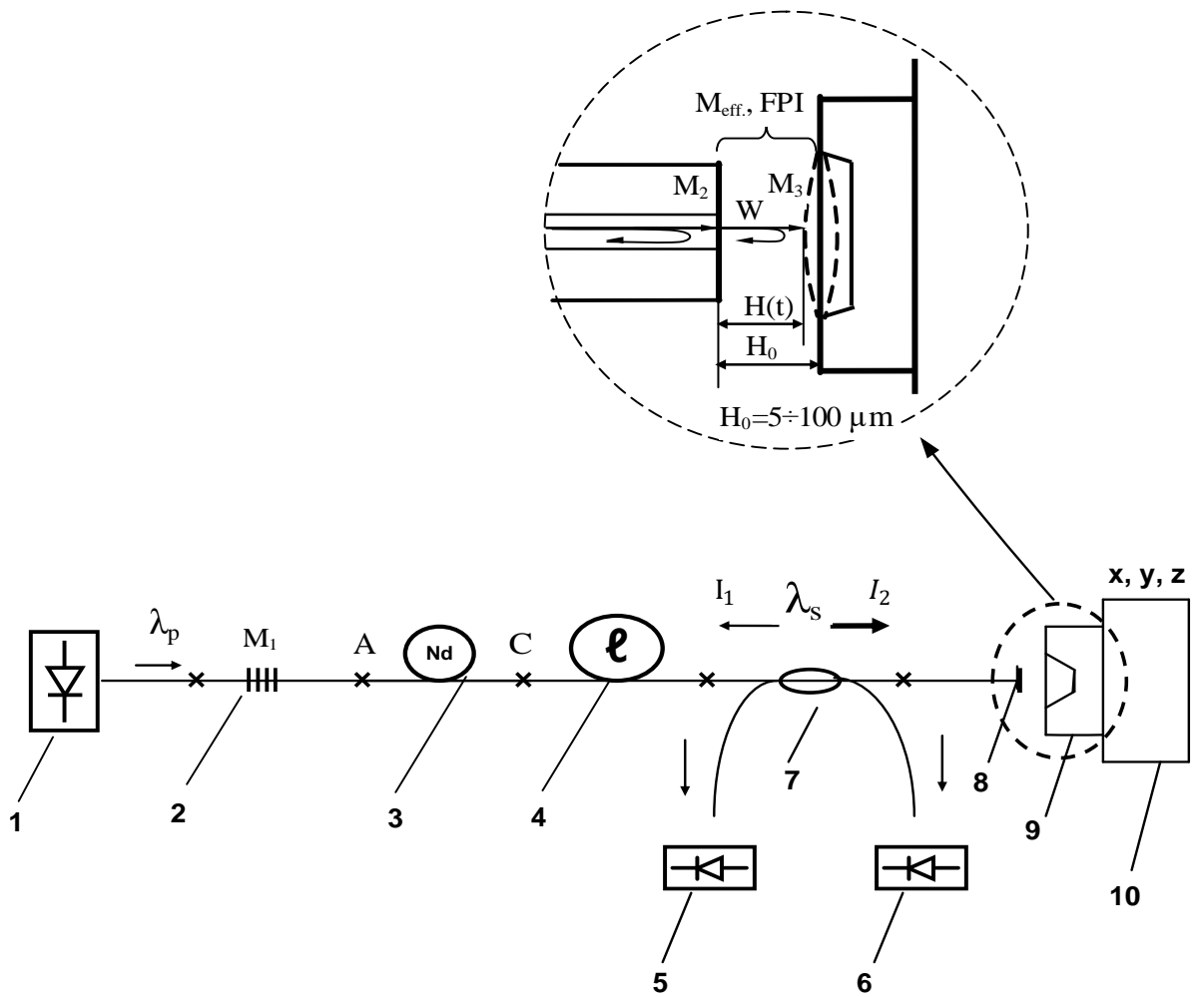


Рис.3.11. Схема (Nd-ВЛ)-ММРС.

Средняя мощность $W(t)$ зависит от ряда регулируемых параметров ($R_{2,3}$, H_0, P) и в эксперименте может варьироваться в пределах $\bar{W} = 0 \div 8 \text{ mW}$. Благодаря возможности независимого изменения указанных (и других) регулируемых параметров можно реализовать состояния ВЛ с разными комбинациями значений $(\bar{W}, f_{rel.})$, например, $\bar{W}_1 = \bar{W}_2$ при этом $f_{rel.1} \neq f_{rel.2}$, или, $\bar{W}_1 \neq \bar{W}_2$, $f_{rel.1} = f_{rel.2}$, что обеспечивает возможность детального анализа условий существования различных режимов генерации ВЛ.

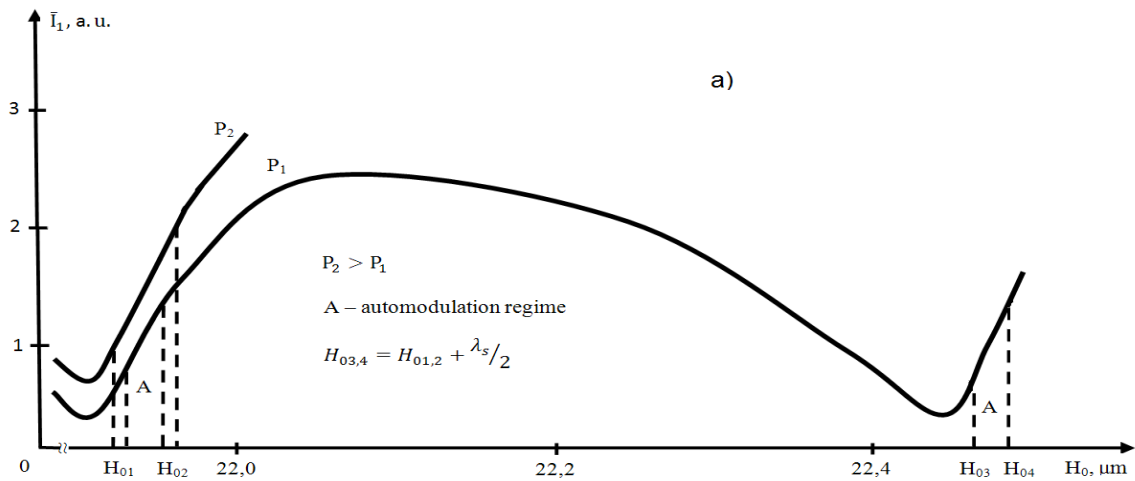
Экспериментально показано, что в условиях непрерывной накачки ($P_p = const$) в рассматриваемых ВЛ могут существовать устойчивые одночастотные автоколебания, характеризующиеся автомодуляцией лазерного

излучения и синхронными колебаниями в лазерной системе с общей частотой F , близкой к собственной частоте микроосциллятора $F = f(1 + \alpha)$, $|\alpha| \lesssim 10^{-3}$. Автоколебания имеют место в определенных областях интерферограмм FPI (периодичных с периодом $\Delta H_0 = \lambda_s/2$) при выполнении следующих условий: 1) $f \approx \Omega \pm k f_{rel}$. ($k = 0,1$; $66 \leq f \lesssim 78 \text{ kHz}$); 2) $P_p > P_{cr}$, где минимальный («второй») пороговый уровень накачки, соответствующий возбуждению автоколебаний $P_{cr} > P_{th}$. При этом соответствующая средняя мощность излучения ВЛ в рассматриваемых FL-МОМРС составляет $\bar{W}_{cr} = \bar{W}(P_{cr}) \approx 0,5 \div 2,0 \text{ mW}$. Пороговое значение P_{cr} является функцией параметров системы ВЛ-МОМРС и существенно зависит, в частности, от характеристик оптического резонатора ВЛ, эффективности лазерного возбуждения акустомеханических колебаний микроосцилляторов.

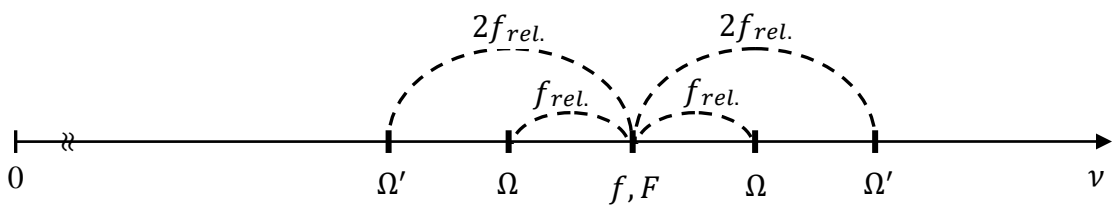
На рис.3.12 показаны: зависимость интенсивности отраженного излучения $I_1(H_0)$ (интерферограмма отражения НИФП) с указанием области существования автоколебаний (А), форма импульсов и Фурье - спектр интенсивности $I_2(t)$ в режиме автомодуляции ВЛ с частотой $F = 66,52 \text{ kHz}$. За пределами зон возбуждения автоколебаний генерация ВЛ происходит в непрерывном режиме.

Отметим, что несимметричность интерферограммы обусловлена именно нелинейностью ИФП (фотоиндуцированными деформациями). Установлено, что в зависимости от параметров лазерной системы автоколебания могут возбуждаться как в «мягком» так и в «жестком» режимах, например, в плоскости (H_0, P_p) при фиксированных остальных параметрах мягкий режим наблюдается в окрестности минимума («дна») функции $P_{cr}(H_0)$. При плавном изменении параметров внутри зон возбуждения возможны скачки амплитуды и частоты автоколебаний. Отметим, что при использовании микроосцилляторов с никелевой (Ni) отражающей тонкой пленкой, обеспечивающей в рассматриваемых МОМРС сравнительно высокую эффективность лазерного фототермического возбуждения, автоколебания наблюдаются в более широком

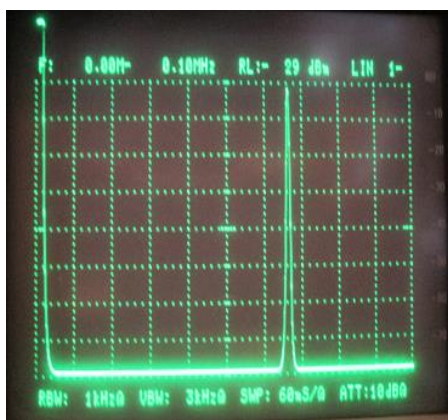
диапазоне собственных частот микроосцилляторов: $61 = f_1 \approx f \approx f_2 = 82 \text{ kHz}$, для которых выполняются условия внутреннего резонанса вида $f \approx \Omega \pm 2f_{rel.}$ (при этом, $|f_{1,2} - \Omega| > f_{rel.max}$).



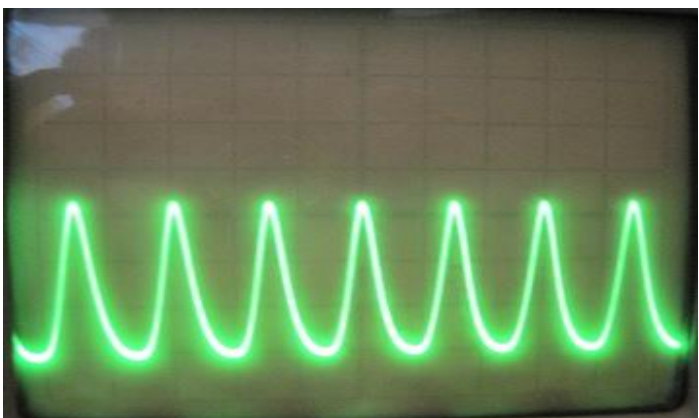
b)



c)



d)



$\uparrow F \approx f$

Рис.3.12. Интерферограмма отражения (а); частотные соотношения (в); осциллограмма (д) и Фурье-спектр интенсивности (с) в условиях комбинационного резонанса.

Отметим также, что в области частот $|f - \Omega| > 2f_{rel.max}$ при вариации основных параметров ВЛ в значительных (доступных) пределах с учетом ограничения технического характера $P \leq 85 \text{ mW}$, автоколебания не возбуждались. Ввиду отсутствия каких-либо других экспериментальных данных по исследованию ПСМ в лазерах с микроосцилляторами отметим лишь, что наблюдаемые режимы генерации в ВЛ-МОМРС коррелируют с результатами работ [231,232], в которых показана возможность существования режимов регулярной импульсной генерации в твердотельных лазерах с активной синхронизацией мод и одновременной активной периодической модуляцией добротности в условиях конечной величины расстройки частот модуляции и межмодового интервала.

Полученные результаты являются новыми и, на наш взгляд, представляют большой интерес, так как показывают возможность управления (корректировки) частотой лазерных импульсов в ВЛ-МОМРС в режиме ПСМ как с помощью микроосциллятора, так и за счет вариации частоты релаксационных колебаний ВЛ, что расширяет возможности для управления характеристиками лазерного излучения.

Т.к. лазеры одного класса демонстрируют схожие динамические свойства [32], наблюдаемые свойства характерны для широкого круга лазеров класса В, типичным представителем которых является исследованный в работе Nd-FL.

3.5. Синхронизация поляризационных мод ВЛ с помощью поляризационно-анизотропных микроосцилляторов

Автоколебания направления поляризации в лазерной системе ВЛ-МОМРС, исследованные в разделе.2.6, обусловлены конкуренцией поляризационных «супермод» в анизотропном резонаторе вследствие взаимодействия лазерного излучения как с АС, так и с микроосциллятором, при этом детали модовой структуры «супермод» не играют существенной роли. В указанных схемах конкуренция «супермод» при взаимодействии с микроосциллятором обусловлена «геометрическим» фактором – пространственным разделением

областей взаимодействия различных поляризационных компонент с микроосциллятором, который приводит к двум эффектам: к поляризационной зависимости эффективного коэффициента отражения и эффективным фотоиндуцированными сил $\vec{F}_{x,y}$. Отметим, что вообще говоря, поляризационная зависимость $\vec{F}_{x,y}$ может обуславливаться также анизотропией самого материала МОРС вследствие: дихроизма, двулучепреломления и др. В этом случае отпадает необходимость в пространственном расщеплении поляризационных компонент для реализации их конкурентного взаимодействия.

Высокочастотные колебания МОРС, модулирующие поляризационно-оптические характеристики оптического резонатора могут влиять на высокочастотную динамику поляризационных мод в ВЛ – МОРС, при этом сильное влияние, вероятно, следует ожидать в условиях резонанса поляризационных биений и собственных колебаний МОРС, $\Delta\nu_6 = f$, где $\Delta\nu_6 = \nu_x - \nu_y$ - частота биений собственных поляризационных мод анизотропного резонатора, $\nu_{x,y}$ - характерные частоты собственных ортогональных поляризационных мод. В этом случае, в силу принципиальной важности фазовых соотношений между поляризационными компонентами, лазерное излучение необходимо описывать полевыми уравнениями, в которых состояние поляризации волны представляется, например, вектором Джонса [118,233], $\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ составленного из поперечных компонент электрического поля волны $E_{x,y}$. Результирующее электрическое поле световой волны (в некотором сечении резонатора) выражается в виде:

$$\vec{E}(t) = E_x(t) \cdot \vec{e}_x + E_y(t) \cdot \vec{e}_y \quad (3.64)$$

где $\vec{e}_{x,y}$ – единичные векторы, представляющие ортогональные состояния поляризации собственных функций анизотропного лазерного резонатора. В частности, в продольно одномодовом биполяризационном ВЛ, где продольные межмодовые интервалы резонатора ($\Delta\nu_x, \Delta\nu_y$) превышают ширину полосы усиления АС ($\Delta\nu_g < \Delta\nu_{x,y}$) в условиях достаточно слабой анизотропии

резонатора ($\Delta\nu_\delta \ll \Delta\nu_x, \Delta\nu_y$), в пределах контура усиления АС находятся лишь собственные частоты двух поляризационных мод ν_x (ν_y), при этом генерируемое излучение можно представить в виде:

$$\vec{E}(t) = \varepsilon_x(t) \cdot \exp(-i\omega_x t) \cdot \vec{e}_x + \varepsilon_y(t) \cdot \exp(-i\omega_y t) \cdot \vec{e}_y \quad (3.65)$$

$$\varepsilon_{x,y}(t) - \text{«медленные» амплитуды полей } \left| \frac{\dot{\varepsilon}_{x,y}}{\varepsilon_{x,y}} \right| \ll \nu_{x,y}, E_{x,y} \varepsilon_{x,y} \exp(-i\omega_{x,y} t).$$

Переменные механические напряжения и деформации в МОМРС, обусловленные фотоиндуцированными силами $\vec{F}_{x,y}$, вызывают не только возбуждение акустомеханических колебаний, но, вообще говоря, могут приводить к дополнительной модуляции степени анизотропии в МОМРС (например, вследствие фотоупругости) и, соответственно, к зависимости собственных частот $\nu_{x,y}(U)$, а также анизотропных потерь в резонаторе $\gamma_{x,y}(U)$ от колебаний МОМРС, что существенно усложняет характер связи между ВЛ и МОМРС.

Векторные модели твердотельных [24,113,114,181,234] и, в частности, волоконных лазеров [113,184,235-237], учитывающих ряд факторов (пространственное и «угловое» выжигание дыр инверсии, состояние поляризации излучения накачки, пространственную неоднородность накачки и др.) приводят к довольно сложной системе уравнений. Для исследования основных проявлений поляризационной динамики ВЛ – МОМРС нами предложена упрощенная модель, в которой лазерная подсистема рассматривается в рамках приближения продольно одномодового биполяризационного ВЛ с учетом ряда дополнительных допущений [237], при этом микроосциллятор, играющий роль внутррезонаторного элемента (либо зеркала), рассматривается как однорезонансный гармонический осциллятор, подверженный действию эффективных фотоиндуцированных сил:

$$\dot{n}_{x,y} = \frac{1}{\tau_{sp}} \cdot P - \left[\frac{1}{\tau_{sp}} + \xi \left(|E_{x,y}|^2 + \beta |E_{y,x}|^2 \right) \right] \cdot n_{x,y} \quad (3.66)$$

$$\dot{E}_{x,y} = \left\{ -i2\pi \left(\nu_{0x,y} + \delta_{x,y}(U) \right) + \frac{1}{2} \left[\left(\Pi_{0x,y} + \gamma_{x,y}(U) \right) + k(n_{x,y} + \beta \cdot n_{y,x}) \right] \right\} E_{x,y} \quad (3.67)$$

$$\ddot{U} + \frac{\omega}{Q}\dot{U} + \omega_M^2 \cdot U = \frac{1}{m_{eff}}(F_x + F_y) \quad (3.68)$$

$$F_{x,y} = k_{x,y} \cdot |E_{x,y}|^2 \quad (3.69)$$

где P – мощность излучения накачки, $n_{x,y}$ – «анизотропная» инверсия, $\nu_{x,y} = \nu_{0x,y} + \delta_{x,y}(U)$ – собственные частоты (модулированные) поляризационных мод резонатора, учитывающие модуляцию двулучепреломления ($\delta_{x,y}(U)$) в МОМРС, обусловленную ее колебаниями ($U = U(t)$), частота поляризационных биений $\Delta\nu_\delta = (\nu_{0x} - \nu_{0y}) + (\delta_x(U) - \delta_y(U))$, $\delta_{x,y}(U) \ll \nu_{0x,y}$ – собственные частоты резонатора при отсутствии колебаний МОМРС. $\Pi_{x,y} = \Pi_{0x,y} + \gamma_{x,y}(U)$ – полные потери в резонаторе (на один проход) для поляризационных мод с учетом модулированной составляющей $\gamma_{x,y}(U)$, обусловленной колебаниями МОМРС. В частности, в поляризационной автоколлиматорной схеме с пространственно разделенными пучками поляризационных компонент излучения имеем: $\gamma_{x,y}(U) = -\ln R_{eff\ x,y}(U) \approx -\ln R_{eff0} + m_{x,y} \cdot U$, с разными коэффициентами $m_{x,y}$ ($m_x \neq m_y$). $\omega_M = 2\pi f$, Q , m_{eff} – собственная частота, добротность и эффективная масса МОМРС, $F_{x,y} = k_{x,y} \cdot |E_{x,y}|^2$ – эффективные фотоиндуцированные силы, действующие на МОМРС, обусловленные поляризационными компонентами излучения, пропорциональные соответствующим интенсивностям. В уравнениях 3.64–3.69 переменные n_x, n_y, U являются действительными, тогда как E_x, E_y – комплексные величины. В результате, система уравнений содержит семь искомым переменных величин, что совпадает с количеством независимых уравнений в системе (каждое из уравнений для E_x и E_y «распадается» на два независимых уравнения – для действительной и мнимой частей).

Динамика лазерной системы исследована стандартным методом [27]: определены стационарные решения: $\bar{n}_{x,y}, \bar{\varepsilon}_{x,y}, \bar{U}$ (полагая в уравнениях 3.66–3.69, $\dot{n}_{x,y} = 0$; $\dot{\varepsilon}_{x,y} = 0$; $\dot{U} = 0$ ($\ddot{U} = 0$)), далее, путем линеаризации системы ($n_{x,y} = \bar{n}_{x,y} + \tilde{n}_{x,y}$; $\varepsilon_{x,y} = \bar{\varepsilon}_{x,y} + \tilde{\varepsilon}_{x,y}$; $U = \bar{U} + u$) исследована устойчивость

стационарных решений в зависимости от корней характеристического уравнения, соответствующего линеаризованной системе. В данном случае линеаризация приводит к системе уравнений (3.66-3.69) с постоянными коэффициентами, численное решение которой в условиях резонанса $f \approx \Delta\nu_\delta$, свидетельствует о существовании «высокочастотных» автоколебаний направления поляризации при выполнении соотношений $\gamma_x \ll \gamma_y$ (или $\gamma_y \ll \gamma_x$); $k_x \ll k_y$ (или $k_y \ll k_x$).

Выводы к ГЛАВЕ 3

В данном разделе получены следующие основные результаты:

1. С использованием подходов, основных на пространственно-временном и спектрально-модовом описании лазерного излучения и фотоиндуцированных упругих колебаний МОМРС предложены приближенные математические модели, описывающие «высокочастотную» динамику ВЛ-МОМРС. Показано, что в рамках спектрально-модового подхода без учета оптической нелинейности и дисперсии в резонаторе задача сводится к решению автономной системы из конечного числа обыкновенных диф.-х уравнений;

2. впервые экспериментально показана возможность пассивной синхронизации мод волоконных лазеров с помощью микроосцилляторов, установлены зависимости частоты следования лазерных импульсов от параметров лазерной системы; установлено существование одно – и двух – импульсных режимов генерации;

3. впервые экспериментально установлено существование режима ПСМ в ВЛ-МОМРС в условиях комбинационного внутреннего резонанса частот: межмодовых биений, собственной частоты микроосциллятора и релаксационных колебаний в волоконном лазере;

4. рассмотрена возможность пассивной синхронизации поляризационных мод ВЛ с помощью «анизотропного» микроосциллятора;

5. показана возможность использования режимов ПСМ в ВЛ-МОМРС для создания высокочастотных резонансных ВОД физических величин.

ГЛАВА 4. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ, МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОПТОВОЛОКОННЫХ МОМРС

С позиций теории упругости волоконные световоды на основе твердых диэлектриков представляют собой (как и любые твердые тела) колебательные системы с распределенными параметрами, которые характеризуются широким спектром мод собственных колебаний (продольных, поперечных, крутильных, сдвиговых) [46,140,141]. При распространении упругой волны и колебаниях световодов благодаря фотоупругости и акустооптическим свойствам, изменению геометрических размеров происходит модуляция ряда характеристик распространяющейся световой волны (амплитуды, поляризации, фазы и др.), глубина и диапазон частот модуляции которых зависят от типа и параметров возбуждаемых колебаний [173,238]. Спектр колебаний и эффективность акустооптического взаимодействия существенно определяются упруго - механическими, оптико - физическими свойствами и структурно - конструктивными особенностями световодов, в связи с чем особый интерес представляет класс специальных световодов (СС), обладающих широким разнообразием свойств. С точки зрения модуляции характеристик световой волны значительный интерес представляют, в частности, волоконные структуры, сформированные путем соединения сегментов световодов различных типов [239,240], характеризующиеся высокой чувствительностью к механическим напряжениям и деформациям. Лазерное возбуждение упругих волн в рассматриваемых СС открывает перспективы создания оптоволоконных МОМРС, которые, являясь распределенными системами как в отношении акустомеханических, так и оптических свойств, могут приводить к новым особенностям в динамике ВЛ-МОМРС, представляющих собой лазерные системы в полностью волоконном исполнении. Учитывая при этом возможности использования оптоволоконных МОМРС в роли сенсорных элементов датчиков, открываются перспективы создания многофункциональных ВЛ-МОМРС на базе единой технологии волоконной

оптики, обеспечивающей простоту и высокую надежность устройств, широкий диапазон условий эксплуатации и других преимуществ, важных для практических применений. В данном разделе изложены физические основы, методы создания и основные характеристики различных типов оптоволоконных МОМРС, разработанных нами на основе как стандартных (связных), так и СС, с помощью которых созданы и исследованы свойства полностью волоконных лазерных систем ВЛ-МОМРС [241*-244*].

4.1. Исследование Эйлеровой неустойчивости микро-(нано)световодов с излучением, автоколебания и параметрическое возбуждение мод собственных поперечных колебаний МНС

Микро-(нано)световоды, являющиеся значительной частью класса специальных световодов, характеризуются поперечными размерами, не превышающими длину волны света ($d/\lambda \lesssim 1$), что приводит к целому ряду интересных особенностей, открывающих новые возможности в области разработки волоконно - оптических элементов и устройств [42]. Современные технологии волоконной оптики позволяют создавать МНС из широкого круга диэлектрических и полупроводниковых материалов (кварцевые и поликомпонентные стекла, полимерные вещества, керамики, кремний, сапфир и др.) с широким разнообразием размеров и пространственной конфигурации (например, в виде прямолинейного или изогнутого участка, микропетли или спирали и др.), существенно определяющих как акустомеханические, так и оптические свойства МНС. В зависимости от оптико-физических свойств материала, формы, геометрических размеров возможны различные режимы распространения излучения в МНС, в частности, в прямолинейных МНС с волноводным параметром $V = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot NA \lesssim 2$, значительная часть мощности направляемой моды распространяется за пределами МНС в окружающей среде, а при $V \gg 2$, излучение сосредоточено в пределах сердцевины световода ($NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ - числовая апертура МНС, λ - длина волны излучения). В

условиях $V \lesssim 2$, МНС, по существу, находится в поле распространяющейся световой волны, при этом, в случае асимметричного распределения интенсивности излучения со значительным поперечным градиентом (например, МНС над плоской подложкой) на микро-(нано)световод действует поперечная пондеромоторная сила (оптическая «градиентная» сила) [55,84,74], которая может приводить к деформации изгиба МНС. В случае модулированного света возможно лазерное возбуждение мод акустомеханических колебаний резонансного характера при частотах модуляции f , близких к собственным частотам Ω мод собственных колебаний МНС ($f = \Omega$), которые, например, в фотонно-кристаллических МНС со сложной световедущей структурой могут достигать $\Omega = 2GHz$ [58]. С этой точки зрения весьма перспективными представляются микроструктурированные световоды с «подвешенной» сердцевиной [245,246], в которых могут возникать значительные градиенты полей в области сердцевины. Большой интерес к микросветоводам объясняется, в частности, тем, что подобные МНС открывают возможности для создания нового класса оптически управляемых оптоволоконных элементов и функциональных узлов в полностью волоконном, миниатюрном исполнении. Указанный механизм лазерного возбуждения колебаний - «градиентная» сила в отличие, например, от известных фототермических эффектов [раздел 1.2], основанных на поглощении света, является безынерционным, и не приводит к нагреву колебательного звена и, связанных с этим побочными эффектами негативного характера – температурному дрейфу параметров МОМРС.

В настоящем разделе исследовано новое явление - статическая и динамическая неустойчивость прямолинейной формы МНС с излучением, обусловленная влиянием распространяющегося света, получены оценки порогов неустойчивостей различных видов. Показана возможность реализации при $V \gg 2$ нового механизма оптического возбуждения колебаний однородных осесимметричных микро-(нано)световодов с модулированным излучением, распространяющимся, в основном, в пределах однородного прозрачного МНС,

когда механизмы, указанные выше, являются неэффективными (при этом механизмы возбуждения, обусловленные неоднородностью МНС, здесь не рассматриваются [13,247,248]). В данном случае раскачка поперечных (изгибных) колебаний осуществляется в режиме параметрического резонанса и обусловлена динамической неустойчивостью МНС при распространении в нем модулированного по интенсивности излучения значительной мощности, при этом максимальная амплитуда колебаний достигается в условиях главного параметрического резонанса $f = 2\Omega$. Наряду с функцией оптоволоконного пассивного модулятора в лазерном резонаторе, рассматриваемые МОМРС на основе МНС, благодаря зависимости резонансной частоты от внешних воздействий и параметров окружающей среды, могут применяться в качестве сенсорных элементов в резонансных ВОД физических величин.

В работе также установлена возможность автоколебаний консольных МНС с непрерывным излучением, приводящих к модуляции диаграммы направленности излучения на выходе МНС.

На рис.4.1 представлены участок волоконного световода с МНС секцией простейшего типа и волоконно-оптическая схема для исследования процессов возбуждения и регистрации параметрических колебаний. Подобные МНС могут быть сформированы, например, методом перетяжки стандартного световода (SMF-28) в сканирующем пламени [42], позволяющим в широких пределах варьировать размеры и свойства МНС, или же «вытягивать» их из поликомпонентного стекла с низкой температурой размягчения [249]. Регистрация колебаний может осуществляться благодаря модуляции фазы излучения в МНС, измеряемой с помощью интерферометра Фабри-Перо. Оценки чувствительности внутриволоконных ИФП показывают [145,250*], что резонаторы на основе коротких сегментов одномодовых световодов ($l \approx 2 \div 5$ мм), расположенных между полупрозрачными отражателями, позволяют обнаруживать (даже при низких коэффициентах отражения $R_{1,2} \approx 0,1$) изменения фазы световой волны $\Delta\varphi_{min \approx 10^{-6}}$ рад/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (полагаем, что мощность

излучения $p \approx 1 \text{ мВт}$). При возбуждении основной моды поперечных колебаний МНС с учётом характера деформаций и фотоупругости материала, указанное приращение фазы соответствует амплитуде колебаний центра МНС: $1/2$, при $\Delta = V_{min.1} \approx \left(\frac{\lambda \cdot l}{2\pi \cdot n} \cdot \Delta\varphi_{min.} \right) 0$; $V_{min.2} \approx \frac{\lambda \cdot l \cdot \Delta\varphi_{min.}}{8\pi \cdot n \cdot \Delta} \cdot \Delta \neq 0$ ($\Delta \gg V_{min.1}$), где Δ – исходная статическая стрела прогиба МНС. Например, в условиях: $\Delta = 0$; $l = 3 \text{ мм}$, имеем $U_{min.1} \approx 10 \text{ нм}$; $\Delta = 30 \text{ мкм}$; $l = 3 \text{ мм}$, $U_{min.2} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 2 \text{ пм}$, которые свидетельствуют о возможности регистрации весьма малых колебаний.

Секция с МНС представляет собой колебательную систему с распределенными параметрами в виде упругого стержня с жестко закрепленными концами. При статических изгибах и поперечных колебаниях участки микро-(нано)световода с изгибом, в которых происходит изменение вектора импульса света, подвергаются действию поперечных сил со стороны распространяющегося излучения. Распределение возникающих сил можно определить с помощью общих методов расчета пондеромоторных напряжений в среде [62,251], однако, здесь, ограничившись приближенным рассмотрением, воспользуемся аналогией между волоконным световодом с распространяющимся излучением и трубопроводом спротекающей в нем жидкостью («гидродинамическая» модель). Анализ условий, лежащих в основе уравнений движения трубопровода с протекающей жидкостью [252,253] приводит к выводу о том, что при сохранении мощности излучения вдоль МНС и совпадении направления импульса излучения с осью световода данное уравнение может описывать также движение МНС с распространяющимся излучением. В этой связи заметим, что при радиусе изгиба МНС $R \gg R_{cr} \cong 3a \cdot V^2 / 4 \cdot NA^2 \cdot W^3$, искажения в распределении модового поля в изогнутом участке незначительны [137], так что направление импульса излучения и оси элемента участка МНС практически совпадают (W – параметр, характеризующий распределение (затухание) поля в оболочке световода [137]).

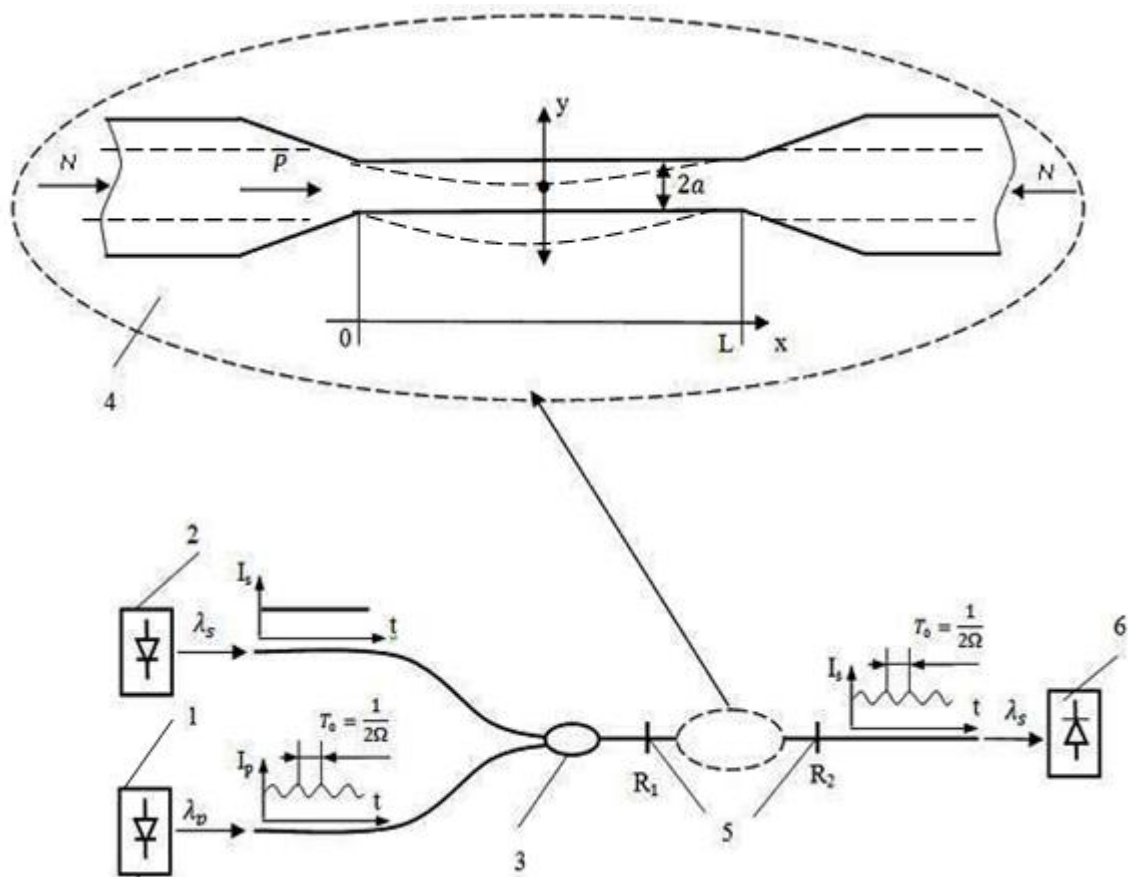


Рис.4.1. Схема возбуждения параметрических колебаний МНС. 1 - источник модулированного по интенсивности возбуждающего света (λ_p); 2 - источник непрерывного когерентного «пробного» (тестирующего) излучения (λ_s); 3 - волоконно-оптический мультиплексор; 4 – участок волокна с МНС-секцией; 5-внутриволоконные отражатели (например, FBG); 6-фотоприемное устройство.

Кроме того, поскольку, при $R \gg R_{cr}$ изгибными потерями в МНС можно пренебречь, то полные потери мощности определяются «собственными» погонными потерями прямолинейного МНС, которые, как правило, не превышают $L \cdot 10^{-2} \text{ dB}$ [42,254], где L – длина МНС (участка перетяжки) в мм. Например, для кварцевого МНС с параметрами $a = 500 \text{ nm}$, $NA=1$; $\lambda=1000 \text{ nm}$ критический радиус составляет всего лишь $R_{cr} \approx 18 \mu\text{m}$! Ограничившись рассмотрением начального этапа возбуждения поперечных колебаний МНС, например, на основной моде, можно показать, что при $L \geq 2\sqrt{2} a/NA$ и амплитудах колебаний вплоть до значений $A \approx a$ условие $R \gg R_{cr}$ выполнено с достаточным запасом. В результате, для МНС ,например, с размерами $10^{-2} \lesssim$

$L \leq 10 \text{ nm}$, $a \geq 300 \text{ nm}$, суммарные потери мощности излучения не превышают 3% и в соответствии с предложенной моделью, приближенное уравнение движения МНС с излучением приобретает вид:

$$\rho_s \cdot s \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{2P}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t \partial x} + \left(N + \frac{P}{c} \right) \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + E \cdot J \cdot \frac{\partial^{IV} y}{\partial x^{IV}} = 0 \quad (4.1)$$

с граничными условиями: $y|_{x=0,L} = 0$; $y'|_{x=0,L} = 0$, где $y(x, t)$ – поперечное смещение осевой линии МНС; $s = \pi a^2$, $J = \pi a^4 / 4$; E, ρ – соответственно площадь сечения, момент инерции сечения, модуль Юнга и плотность материала МНС; c – скорость света в микро-(нано)световоде; P – мощность излучения в МНС. Полная плотность $\rho_s = \rho + \rho_r$, где $\rho_r = P / sc^3$ – эквивалентная «весовая» плотность фотонов в МНС ($\rho_r \ll \rho$) . N – приложенная (внешняя) продольная сила сжатия (растяжения) МНС ($N >> 0$), $N^* = N + P/c$ – эффективная продольная сила.

При постоянной мощности излучения $P(t) = P = const.$ из уравнения (4.1) следует, что в статическом режиме при достижении критического значения силы $N_{cr}^* = 4\pi^2 E \cdot J / L^2$ имеет место Эйлера неустойчивость [141,255] прямолинейной формы равновесия МНС, при этом критическое значение приложенной силы $N_{cr} = N_{cr}^* - P/c$ зависит от мощности излучения. При мощности $P \geq P_{cr} = c \cdot N_{cr}^*$, даже при отсутствии приложенных сил ($N = 0$) прямолинейная форма МНС неустойчива, что аналогично известному явлению потери устойчивости трубопровода (шланга) при закритических значениях потока. Поскольку собственная частота поперечных колебаний трубопровода зависит от расхода жидкости [252,253], то можно заключить, что собственная частота поперечных колебаний МНС также зависит (наряду с прилож. продольной силой) от мощности распространяющегося излучения $\Omega = \Omega(N, P)$.

В случае модулированной мощности $P(t)$ уравнение (4.1) описывает колебательную систему с параметрическим возбуждением, в которой возможен параметрический резонанс, приводящий к раскатке колебаний МНС. Полагая $P(t) = \bar{P} \cdot (1 + m \cdot \cos \omega t)$, где \bar{P} - средняя мощность; m – глубина модуляции;

$\omega = 2\pi f$, ($|f/2\Omega - 1| \ll 1$), при условии $\Omega \ll c/L$ в уравнении (4.1), вкладом второго слагаемого можно пренебречь и с помощью метода Бубнова–Галеркина [255,126] получим уравнение, описывающее параметрические колебания:

$$\ddot{T} + \frac{\Omega}{Q} \cdot \dot{T} + \Omega^2 \left(1 - \frac{\bar{P}}{P_*} \cdot (1 + m \cdot \cos(\omega t)) \right) \cdot T = 0, \quad (4.2)$$

где параметр $P_* = EJc \int_0^L \varphi \cdot \frac{d^4\varphi}{dx^4} dx / \int_0^L \varphi \cdot \frac{d^2\varphi}{dx^2} dx$; ($\varphi(x)$ – форма собственных колебаний МНС, $y(x, t) = \varphi(x) \cdot T(t)$). Дополнительное второе слагаемое в уравнение (4.2) введено для учета демпфирования колебаний МНС, характеризующегося механической добротностью Q . Пренебрегая различием форм изгиба МНС при собственных колебаниях и Эйлеровой неустойчивости, получим $P_* = cN_{cr}^*$. В системе, описываемой уравнением (4.2), при $f = 2\Omega$ и значениях коэффициента возбуждения $\mu = \bar{P} \cdot m / 2(P_* - \bar{P})$, превышающих пороговое значение $\mu_{cr} = Q^{-1} \cdot (1 - \bar{P}/P_*)^{1/2}$, наблюдается главный параметрический резонанс, при котором амплитуда колебаний возрастает до больших значений, ограниченных лишь нелинейными свойствами системы [255]. Таким образом, при условиях, $\bar{P} > \bar{P}_{cr} \cong 2\pi^3 c E a^4 / m Q L^2$ и $f \approx 2\Omega$ возбуждаются резонансные колебания МНС с частотой $f/2 \approx \Omega$. Добротность микро-(нано)размерного колебательного звена существенно зависит от параметров окружающей среды [256]: при нормальных условиях $Q \cong 10 \div 10^2$, в вакууме, $Q \geq 10^4$. Для вакуумированного МНС с размерами $a = 500 \text{ nm}$, $L = 3 \text{ m}$ получим $\bar{P}_{cr} \cong 1 \text{ mW}$. При этом интенсивность излучения в МНС $I = \bar{P}_{cr}/s \cong 4 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$, что существенно ниже порога ВКР, ограничивающего интенсивность света в кварцевых световодах [257]. Рассмотренный механизм возбуждения колебаний является универсальным и практически безынерционным, который не накладывает жестких ограничений на свойства материала МНС. Отметим, что в ленточных и полимерных МНС [42], из-за малой толщины и сравнительно малого модуля упругости материала, поперечная жесткость (EJ) значительно меньше, чем в рассматриваемых кварцевых наносветоводах, поэтому в подобных МНС эффекты статической и динамической неустойчивости,

обусловленные прохождением света, могут проявляться даже при $\bar{P} \ll 1 \text{ mW}$ (оптическая мощность ($\bar{P} \gg 1 \text{ mW}$) создается, например, в наносветоводных лазерах [258], или в оптически нелинейных МНС в режиме генерации суперконтинуума [259]).

Следует отметить, что в волоконных лазерах на основе микро-(нано) световодов, по аналогии с эффектом неустойчивости, рассмотренным в [260], возможны неустойчивости, обусловленные также другим механизмом - продольными деформациями резонатора лазера вследствие давления света на зеркала. Продольную деформацию наносветоводного резонатора лазера с мощностью \bar{P} оценим как, $\varepsilon = \Delta L/L \cong 2\bar{P}/cEs$ (полагая $R_{1,2} \cong 1$), которая при определенных условиях может привести к неустойчивой генерации лазера, связанной с возбуждением продольных колебаний МНС с соответствующими характерными резонансными частотами Ω^* . Отметим, что возможны также комбинированные продольно-поперечные резонансы ($\Omega \cong \Omega^*$), дополнительно усложняющие поведение МНС. Таким образом, оптические свойства МНС (устройств на их основе) следует определять путем решения самосогласованной задачи с учетом существования статической и динамической неустойчивостей.

Важно подчеркнуть, что во всех случаях, рассмотренных выше, модуляция мощности излучения в МНС может обуславливаться не только модуляцией амплитуды световой волны, но также модуляцией частоты света - энергии фотонов, так что полученные результаты в равной мере относятся также к частотно-модулированному свету. Поскольку для типичных световодов (например, SMF-28) поперечная жесткость, по крайней мере, на восемь порядков превышает значения, характерные для МНС, то в обычных световодах указанные эффекты при умеренных значениях мощности ($P \lesssim 100 \text{ mW}$) практически не проявляются.

В уравнении (4.2) собственная частота $\Omega = \Omega(N, \bar{P}) = \Omega_0(1 - N^*/N_{cr}^*)^{1/2}$, и обусловленное излучением изменение частоты собственных колебаний составляет $\Delta\Omega/\Omega_0 \cong L^2 \cdot \bar{P}/8\pi^2 E s c$. Следовательно, при точных измерениях

резонансной частоты МНС возникает ограничение на допустимый уровень флуктуаций средней мощности ($\Delta \bar{P}_{\text{фл.}}$) излучения в МНС. С другой стороны, зависимость $\Omega(\bar{P})$ дает возможность управлять резонансной частотой МНС путем регулировки средней мощности излучения в МНС. Поскольку, при поперечных колебаниях МНС, в силу фотоупругости материала и изменения размеров, происходит модуляция фазы световой волны, то рассмотренные МНС могут служить основой для создания полностью оптоволоконных МОМРС. При этом параметры колебаний

МОМРС (амплитуда, частота) могут быть измерены с помощью интерферометрических схем (рис. 4.1), чувствительных к модуляции фазы и амплитуды, что позволяет создавать ВОД в цельноволоконном исполнении,

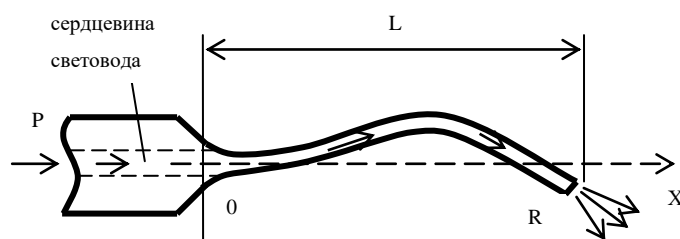


Рис.4.2. Схема оптоволоконного МНС типа «микроконсоль» (форма 2-ой моды собственных поперечных колебаний.)

технологичном изготовлении и в силу простоты, обеспечивающих высокую надежность. Хотя приведенное выше рассмотрение проведено применительно к основной моде поперечных колебаний МНС, отметим, что изложенный подход в равной мере применим также и к другим (высоким) модам собственных поперечных колебаний МНС.

Значительный интерес представляет исследование свойств консольных МНС (рис.4.2), перспективных для создания оптоволоконных функциональных элементов и сенсоров ВОД.

Динамика консольных МНС с излучением также описывается уравнением (4.1), но с существенно другими граничными условиями на правом («свободном») конце ($x=L$). В случае осесимметричной диаграммы направленности излучения на выходе МНС (с прямым сколом торцевой поверхности) с коэффициентом отражения (R), отсутствуют как изгибающий момент так и поперечная сила, действующие на «свободный» конец МНС,

однако имеется продольная сила $|\vec{N}|$, обусловленная давлением света и направленная по нормали к свободному торцу, действие которой эквивалентно наличию неконсервативной, так называемой, «следящей» нагрузки [261]. С учетом результатов дискуссии [247,248], формулу для силы давления света на торцевую поверхность МНС представим в виде $|\vec{N}| = \frac{P}{n \cdot c_0} \cdot (1 - n + R \cdot (n + 1))$, где n – показатель преломления МНС, c_0 - скорость света в вакууме. В данном случае, эффективная сила в третьем члене в уравнении (4.1) имеет вид:

$$N^* = -|\vec{N}| + \frac{P \cdot n}{c_0} \cdot (1 + R) = R^* \cdot \frac{P}{c_0}, \quad \text{где } R^* = \frac{(n^2-1) \cdot (1+R) + n \cdot (1-R)}{n}; \quad \text{при этом}$$

граничные условия можно представить в виде:

$$y|_{x=0} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial y}{\partial x}|_{x=0} = 0 \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}|_{x=L} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial^3 y}{\partial x^3}|_{x=L} = 0 \quad (4.4)$$

Первое из соотношений в (4.4) означает отсутствие изгибающего момента, второе - отсутствие поперечных сил, действующих на свободный конец МНС. Полагая основной целью настоящего исследования установление возможности существования автоколебаний МНС в условиях постоянной мощности излучения $P = \text{const}$, удобно ввести ряд параметров:

$$\aleph = \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho + \rho_r}} \approx \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho}} = \sqrt{\frac{I}{\rho \cdot c^3}} \quad ; \quad \beta = c \sqrt{\frac{P \cdot L^2 \cdot R^*}{c^3 \cdot E \cdot J}} \approx 2\sqrt{R^*} \cdot \left(\frac{L}{a}\right) \cdot \frac{c}{V_{зв.}} \cdot \aleph \quad ;$$

$$A = \sqrt{\frac{E \cdot J}{(\rho + \rho_r) \cdot \pi \cdot \alpha^2 \cdot L^4}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{a}{L^2} \cdot V_{зв.}, \quad \text{где } I = \frac{P}{\pi a^2} - \text{интенсивность света в МНС,}$$

$$V_{зв.} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} - \text{скорость звука в МНС.}$$

Далее, представляя искомое решение в виде $y(x, t) = Y(x) \cdot L \cdot \exp(\omega \cdot A \cdot t)$ и введя безразмерную переменную $z = \frac{x}{L}$, уравнение (4.1) переходит в обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^4 Y}{dz^4} + \beta^2 \cdot \frac{d^2 Y}{dz^2} + 2\beta \cdot \aleph \cdot \omega \cdot \frac{dY}{dz} + \omega^2 \cdot Y = 0 \quad (4.5)$$

определяющее, наряду с собственной функцией $Y(z)$, также соответствующую «безразмерную» комплексную собственную частоту $\omega = \varepsilon + i \cdot \nu$. В итоге, задача сводится к определению областей параметров (β, \aleph) , при которых вещественная часть (ε) искомой «частоты $\omega = \varepsilon + i \cdot \nu$ принимает положительные значения, отвечающие (с учетом $A > 0$) самовозбуждению автоколебаний МНС. Отметим, что методы исследования подобных уравнений изложены, например, в работах [261-263].

Зависимости $\varepsilon(\aleph, \beta)$, $\nu(\aleph, \beta)$, определялись путем численного решения уравнения (4.5). Так как интенсивность излучения в МНС, ограничена, по крайней мере, оптической прочностью материала ($I_0 \lesssim 10^{10} \text{Вт/см}^2$), то весовая плотность для фотонов $\rho_r \ll \rho$, так что значение параметра \aleph не превышает $\aleph_{max} \simeq \sqrt{\frac{I_0}{\rho \cdot c^3}} \simeq 5 \cdot 10^{-8}$. Таким образом, возможные значения параметра \aleph ограничены интервалом $0 \leq \aleph \lesssim 5 \cdot 10^{-8}$.

Анализ полученных расчетных данных показывает, что во всем диапазоне допустимых значений параметров (\aleph, β) для I-ой моды собственных колебаний, вещественная часть $\varepsilon_1(\aleph, \beta) < 0$, и, следовательно, автоколебания на 1-ой моде колебаний невозможны. Однако, на 2-ой моде колебаний (частота $\nu_2 > \nu_1$) при значениях параметра $\beta > \beta_{cr}$, где критическое значение $\beta_{cr} \approx 4$, вещественная часть $\varepsilon_2(\aleph, \beta) > 0$, приводящее к возникновению автоколебаний МНС на второй моде собственных поперечных колебаний с собственной частотой $\nu_2(\aleph, \beta)$, зависящей (хотя и сравнительно слабо) от параметров (\aleph, β) .

С учетом соотношения

$$\beta = 2\sqrt{R^*} \cdot \left(\frac{L}{a}\right) \cdot \frac{c}{V_{зв.}} \cdot \sqrt{\frac{I}{\rho \cdot c^3}} > \beta_{cr} = 4 \quad (4.6)$$

Можно показать, что автоколебания возможны при значениях интенсивности излучения в МНС, превышающих пороговое значение $I > I_{cr}$, где

$$I_{cr} = \frac{\beta_{cr}^2}{4R^*} \cdot c \cdot \left(\frac{a}{L}\right)^2 \cdot E \approx \frac{4 \cdot c}{R^*} \cdot \left(\frac{a}{L}\right)^2 \cdot E \quad (4.7)$$

Формула (4.7) показывает, что пороговая интенсивность существенно зависит от ряда факторов: оптических и упругих свойств, геометрических размеров МНС, при этом собственная частота 2-ой моды МНС составляет, $\nu_2 \simeq k(\kappa, \beta) \frac{a}{L^2} \cdot V_{зв.}$, где коэффициент (функция) $k \simeq 1$. В соответствии с (4.7), для уменьшения пороговой интенсивности следует использовать материалы с низким модулем упругости. Например, в случае МНС из полимера (PMMA) и кварцевого стекла (SiO_2) с размерами: $a=300 \text{ нм}$, $L=3 \text{ мм}$, имеем, $I_{cr}(\text{PMMA}) \simeq 3 \frac{\text{МВт}}{\text{см}^2}$; $I_{cr}(SiO_2) \simeq 60 \frac{\text{МВт}}{\text{см}^2}$, соответствующие частоты автоколебаний составляют: $\nu_2(\text{PMMA}) \simeq 50 \text{ Hz}$; $\nu_2(SiO_2) \simeq 170 \text{ Hz}$. Отметим, что в микроконсоли с предпороговой интенсивностью $I < I_{cr}$, в случае модулированного излучения в условиях параметрического резонанса ($\left| \frac{f}{2\Omega} - 1 \right| \ll 1$, где f, Ω - соответственно частота модуляции интенсивности света и собственная частота микроконсоли), в микроконсольном МНС также возможно рассмотренное ранее параметрическое возбуждение мод собственных изгибных колебаний. Поскольку, как при автоколебаниях, так и при параметрическом возбуждении собственных мод имеют место угловые колебания оси МНС на «свободном» конце ($x=L$), это приводит к модуляции как пространственной координаты торца, так и диаграммы направленности излучения на выходе МНС, что позволяет управлять характеристиками лазерного излучения. Отметим, что приведенное выше исследование проведено без учета погонного веса (силы тяжести) МНС, поскольку в рассматриваемых условиях эффективная сила $N^* \simeq \frac{P}{c_0}$ существенно превышает полный вес МНС: $\frac{P}{c_0} \gg mg$, m – масса МНС, g - ускорение свободного падения.

4.2. Разработка оптоволоконных ММРС на основе SMS – структур

4.2.1. Теоретическое рассмотрение; основные свойства волоконных SMS – структур

Многомодовые волоконные световоды со ступенчатым профилем показателя преломления (МСС) обладают весьма интересным и ярким свойством фундаментального характера – способностью формировать (фокусировать) внутри МСС ряд «периодически» расположенных «изображений» источника, эквидистантных с «периодом», зависящим от длины волны когерентного излучения (λ), размеров и оптических свойств материала МСС [264]. Отметим, что данное свойство, в строгом смысле, характерно лишь для прямолинейных МСС с «идеальными» границами. Простейшим типом МСС является прозрачный, однородный стержень круглого сечения с показателем преломления n_1 , который находится в окружающей среде (в воздухе) с показателем преломления $n_2 < n_1$. Излучение точечного источника I_0 , находящегося в центре торца МСС, благодаря многократному полному внутреннему отражению на границе стержень – воздух и интерференции лучей в МСС, формирует вдоль оси ряд «изображений», расположенных в центрах сечений (I_1, I_2, \dots), находящихся на строго определенных расстояниях $L_k = L_0 \cdot k$, $k = 1, 2, \dots$ от входного торца МСС ($z = 0$), кратных «периоду», $L_0 = \frac{4 \cdot n_1 \cdot d^2}{\lambda}$, $d = 2a$ – диаметр стержня (световедущей «сердцевины» МСС). В качестве источника I_0 может служить, в частности, сечение сердцевины одномодового волоконного световода (SMF), соединенного с входным торцом МСС (далее - ММФ), в этом случае источник I_0 обладает конечными размерами, определяемыми диаметром основной моды SMF. Важно подчеркнуть, что при незначительных объемных (собственных) потерях в ММФ передача оптической мощности от источника I_0 к «изображениям» I_1, I_2, \dots осуществляется с высокой эффективностью – коэффициент передачи может составлять более 90%. Таким образом, сегмент ММФ с оптимальной длиной

$L = L_k$, расположенный между двумя одинаковыми одномодовыми приемно-передающими световодами $SMF_{1,2}$, позволяет передавать оптическую мощность из одного SMF в другой (причем, в обоих направлениях). Рассматриваемые оптоволоконные структуры в виде последовательно соединенных световодов разных типов: одномодовый (SMF) – многомодовый световод (MMF) – одномодовый (SMF) (SMF – MMF – SMF (SMS) структуры) открывают новые возможности для создания полностью волоконных функциональных устройств.

Ниже кратко изложен приближенный метод расчета оптических свойств SMS - структур, позволяющий определить количественные характеристики и их зависимости от основных параметров одномодовых и многомодовых световодов SMS – структур. Оптические свойства таких структур можно определить либо путем точного решения исходной системы уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями, либо же с помощью метода мод [137], использованного в данном рассмотрении. Предполагается, что MMF возбуждается монохроматическим излучением основной моды слабо направляющего ($NA \ll 1$) передающего SMF_1 , поперечное распределение амплитуды которой описывается известной функцией $\varepsilon_0(x, y)$ - (например, в Гауссовом приближении, $\varepsilon_0(r) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]$). Отметим, что в рамках использованного здесь приближения, поляризационные эффекты не рассматриваются, связь мод в MMF и потери в них не учитываются.

При $NA_{SMF} < NA_{MMF}$, излучение основной моды SMF практически полностью поступает в MMF сегмент.

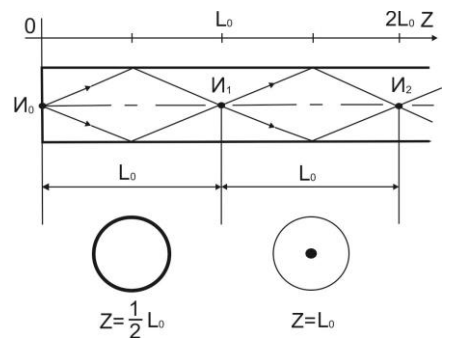


Рис.4.3. Схема «изображений» точечного источника в MMF.

Полагая, что $\varepsilon_p(x, y)$, $p = p_1, p_2, \dots$ представляют собой известные собственные функции - поперечные распределения амплитуды p - ой направляемой моды ММФ с известными постоянными распространения β_p , где $p = (l, m)$ – обобщенный индекс моды ММФ, основную моду SMF целесообразно разложить по собственным функциям направляемых мод ММФ:

$$\varepsilon_0(x, y) = \sum_p c_p \cdot \varepsilon_p(x, y) \quad (4.8)$$

где коэффициенты разложения c_p (весовые вклады):

$$c_p = \frac{\iint_S \varepsilon_0(x, y) \cdot \varepsilon_p^*(x, y) dx dy}{\iint_S |\varepsilon_p(x, y)|^2 dx dy} \quad (4.9)$$

Результирующее поле в произвольном сечении ММФ сегмента $\varepsilon_{MMF}(x, y, z, t)$ определяется суперпозицией напряженностей поля отдельных мод:

$$\varepsilon(x, y, z, t) = \sum_p c_p \cdot \varepsilon_p(x, y) \cdot \exp(\omega t - \beta_p \cdot z) \quad (4.10)$$

при этом интенсивность излучения $I(x, y, z, t) = \varepsilon(x, y, z, t) \cdot \varepsilon^*(x, y, z, t)$

где ε^* - функция, комплексно - сопряженная $\varepsilon(x, y, z, t)$.

Выражение (4.10) удобно представить в виде:

$$\varepsilon_{MMF}(x, y, z, t) = \sum_p c_p \cdot \varepsilon_p(x, y) \cdot e^{i(\omega t - \beta_p \cdot z)} = e^{i(\omega t - \beta_1 \cdot z)} \cdot \sum_p c_p \cdot e_p(x, y) \cdot e^{-i(\beta_p - \beta_1)z} \quad (4.11)$$

откуда следует, что с учетом линейной независимости собственных функций $\varepsilon_p(x, y)$, координаты «изображений» (Z_k), удовлетворяющие условию тождественности распределений поля в сечениях $Z = 0, Z = Z_k: \varepsilon_{MMF}(x, y, z = Z_k, t) = \varepsilon_{MMF}(x, y, 0, t)$, определяются решением системы уравнений, которые должны выполняться для всех возбуждаемых мод:

$$(\beta_p - \beta_1) \cdot Z_k = 2\pi \cdot m_{pk}, \text{ где } m_{pk} \in N \text{ (целые числа)} \quad (4.12)$$

Условия (4.12) показывают, что в точке «изображения» $Z = Z_k$ все возбуждаемые моды находятся в «фазе», при этом требование синфазности волн, переформулированное в терминах геометрической оптики, сводится к определению геометрического места точек (Z_k), таких, чтобы длины

траекторий лучей в ММФ – всевозможных допустимых ломанных, соединяющих точки $Z = 0$ и $Z = Z_k$ отличались на величины, кратные длине волны излучения, что делает задачу более наглядной. Таким образом, в рамках принятых допущений, в SMS – структурах с ММФ секцией, имеющей длину $L_k = Z_k$ в условиях идентичных приемно-передающих световодов ($SMF_1 = SMF_2$) «изображение» полностью соответствует моде приемного световода (SMF_2), что обеспечивает высокий коэффициент передачи SMS – структур.

Важно подчеркнуть, что приведенное выше рассмотрение (с учетом принятых ограничений) является достаточно общим и применимо к SMS структурам на основе многомодовых секций произвольной формы. В случаях волоконного и планарного SMS – структур, когда ММФ сегменты в сечении имеют, соответственно, круглую и прямоугольную формы, в Гауссовом приближении основной моды передающего SMF, для координат «изображений» имеем, $Z_k = L_0 \cdot k$, где $k=1,2,\dots(k \in N)$, «период» которых $L_0 \approx \frac{4 \cdot n \cdot d^2}{\lambda}$ (n, d – показатель преломления материала и диаметр сердцевины ММФ (или, соответственно, толщина планарного световода)). Например, в случае кварцевого ММФ с диаметром сердцевины $d = 50 \mu m$, возбуждаемого излучением ($\lambda = 1540 nm$) основной моды стандартного волокна (SMF - 28) экспериментальное значение составляет $L_0 \approx 10,3$ мм, при этом спектральная ширина пропускания SMS – структуры $\Delta\lambda_{1/2} \approx 12 nm$, максимальный коэффициент пропускания $T \approx 90\%$ [264].

Следует особо отметить характерное свойство SMS– структур, связанное с распределением излучения вдоль ММФ секции: в поперечных сечениях ММФ с координатами $Z_n = (n + \frac{1}{2}) \cdot L_0$, $n= 0,1,2,\dots n \in N$ излучение сконцентрировано не в центре волокна, а напротив, лишь в узком «пояске» в приповерхностной области вдоль периметра световода, в которой происходит полное внутреннее отражение (ПВО). Благодаря этому, за счет изменения оптических свойств в области указанного приповерхностного «пояска» ММФ, имеющей небольшой

объем, можно управлять оптическими свойствами всей SMS – структуры в целом. С учетом параметров SMF и MMF световодов ($NA_{SMF}, NA_{MMF}, d_0, d$) и эффекта сдвига Гууса – Хенхена при полном внутреннем отражении [137,265], можно получить оценки для ширины указанного «пояска»

$$L_{\Pi} \gtrsim \frac{\lambda}{\pi \cdot |\overline{NA}_{SMF}| \cdot \sqrt{NA_{MMF}^2 - \frac{1}{2} |\overline{NA}_{SMF}|^2}},$$

и глубины проникновения поля (толщины «пояска») $h_{\Pi} \simeq \lambda / 2\pi \cdot NA_{MMF}$, где $|\overline{NA}_{SMF}| = \frac{2\pi}{I_0} \cdot \int_0^{\pi/2} I(\theta) \cdot \sin \theta \cdot d\theta$ -

усредненная «энергетическая» числовая апертура, $I(\theta)$ - диаграмма направленности излучения на выходе SMF ($|\overline{NA}_{SMF}| < NA_{SMF}$). При этом

интенсивность излучения в «пояске» (I_n), которую можно оценить из условия

сохранения мощности излучения, $I_{\Pi} \simeq \frac{2\pi \cdot r_0^2 \cdot NA_{MMF}}{d \cdot \lambda} \cdot I_0$, в зависимости от

характеристик MMF и SMF может оказаться сопоставимой или даже большей

интенсивности излучения (I_0) в сердцевине передающего SMF световода. Это

открывает широкие возможности для управления оптическими свойствами

SMS – структур за счет использования материалов с оптически нелинейными

свойствами, которые достаточно нанести на боковую поверхность MMF лишь в

зонах указанных «поясков», составляющих малую часть поверхности MMF.

4.2.2. Экспериментальное исследование оптоволоконных МОМРС на основе SMS – структур

Явление интерференции волн в волноводах эффективно используется в лазерах и других оптических устройствах [266,267], при этом в

оптоволоконных SMS структурах следует ожидать высокую чувствительность

свойств к различным воздействиям на MMF сегмент (механические нагрузки, вибрации, температура, изменение состава окружающей среды и др.). В данном

разделе изложены разработанные нами методы создания оптоволоконных SMS-

структур, результаты исследований оптических, акустомеханических свойств,

модуляционных характеристик структур с разными типами MMF сегментов в

условиях вынужденных колебаний ММФ сегмента - колебательного элемента SMS – структуры. Предложены и реализованы оптоволоконные МОМРС, основанные на лазерном возбуждении мод поперечных колебаний ММФ сегментов, приводящих к амплитудно - фазовой модуляции характеристик световой волны в SMS – структуре.

Регистрация поперечных колебаний ММФ сегмента –колебательного звена SMS-структуры основана на зависимости коэффициента пропускания и фазового набега излучения в SMS - структуре от радиуса изгиба ММФ и распределения механических напряжений в нем, приводящих к «разъюстировке» приемно-передающих $SMF_{1,2}$ из-за разбаланса фаз интерферирующих лучей в деформированной (изогнутой, растянутой) ММФ секции (с заданными краевыми условиями). Это приводит к модуляции мощности и фазы излучения на выходе SMS структуры с частотой поперечных колебаний ММФ секции – колебательного элемента оптоволоконного МОМРС.

Исследованы SMS структуры двух типов (рис.4.3): SMS1 - с многомодовым сегментом на основе однородного кварцевого стержня; SMS2 – на основе кварцевого ступенчатого многомодового световода с биконическими неадиабатическими переходами (перетяжками). Диаметр и показатель преломления стержня $d=125\mu m$, $n\approx 1.46$; параметры исходного ступенчатого световода $d_{co}/d_{cl} = 50 \div 110/125 \div 140 \mu m$, числовая апертура $NA_{MMF} \approx 0,16 \div 0,22$. В качестве одномодовых приемно-передающих световодов ($SMF_{1,2}$) использованы как стандартные (связные) волокна SMF-28, так и специальные одномодовые световоды с повышенной числовой апертурой $NA_{SMF} \approx 0,16 - 0,22$, подключенные к ММФ секции либо с помощью электрической микродуговой сварки или посредством механических разъемных соединителей – прецизионных регулируемых юстировочных устройств.

Метод изготовления оптоволоконных МОМРС включает следующие этапы:

1. формирование SMS структур с помощью сварных соединений встык кварцевого одномодового специального световода (SMF- $4 \div 8,2/125 \mu m$, $NA_{SMF} \approx 0,11 \div 0,24$) с многомодовым ступенчатым световодом (MMF – $50-100/125 \mu m$, ($NA_{MMF} = 0,16 \div 0,20$); $100/140$ ($NA_{MMF} \approx 0,32$));
2. химическое травление отдельных участков SMS структур полирующим составом на основе плавиковой кислоты (HF) для получения заданных размеров и формы сегментов. В результате, размеры MMF секций в виде однородных стержней из кварцевого стекла могут быть уменьшены вплоть до значений $d \approx 15 \div 40 \mu m$; $l \approx 2 \div 6 mm$, которые ограничены снизу лишь возможностями доступных технологических приемов, использованных в настоящей работе. Для защиты остальной части SMS структур от контакта с травителем использовалась канифоль, легко удаляемая этиловым спиртом. Отметим, что указанные методы могут использоваться также для утоньшения кварцевой оболочки одномодовых световодов вплоть до $d_{ce} \approx 12 \mu m$ (при диаметре сердцевины $d_{co} \approx 8,2 \mu m$);
3. высокотемпературная обработка SMS-структур в плазме электрического разряда для сглаживания шероховатостей поверхности MMF секции;
4. нанесение тонкой металлической пленки (MF) (в основном, из никеля (Ni) или хрома (Cr)) на часть поверхности MMF секции с целью: 1) лазерного фототермического возбуждения упругих волн; 2) повышения чувствительности схемы к изгибным колебаниям. Сформированные SMS структуры закреплены либо внутри микрокапилляров из легкоплавкого стекла с внутренним и наружным диаметрами соответственно: $127 \div 130/650 \div 680 \mu m$ (рис.4.3с), либо в специальных канавках, прорезанных в стеклянных призмах. В экспериментах использованы МОМРС двух видов: 1) струнные – с обоими заделанными концами MMF сегмента; 2) консольным закреплением MMF секции.

Экспериментальные исследования резонансных свойств и модуляционных характеристик SMS - структур выполнены в режимах «силового»,

акустического и лазерного возбуждения изгибных колебаний ММФ сегментов. Прежде всего отметим, что осесимметричные SMS – структуры (при отсутствии асимметричных металлических пленок в области «поясков» в SMS1 и отсутствии исходных поперечных смещений ($\Delta = 0$) в SMS2) из-за неоптимального положения рабочей точки «интерферометров» обладают весьма низкой чувствительностью к малым поперечным колебаниям ММФ сегмента, которая при нанесении пленок металла (Ni, Cr) в случае SMS1 и поперечной разбюстировке в SMS2 ($\Delta \approx 1 \div 3 \mu m$) возрастает в $10 \div 300$ раз. При этом наличие некоторой ненулевой исходной чувствительности в рассматриваемых SMS-структурах можно объяснить геометрическими отклонениями формы ММФ от идеальной и неоднородностью материала, приводящих к некоторому разбалансу плеч «интерферометров» в ММФ

Экспериментально установлено, что все указанные способы возбуждения колебаний ММФ приводят к амплитудно – фазовой модуляции световой волны в SMS-структурах. Для регистрации чисто фазовой модуляции волны использована интерферометрическая схема, приведенная на рис.4.1 с высококогерентным (одночастотным) лазером с перестраиваемой длиной волны $\lambda_0 \approx 1540,1 \text{ nm}$; $\Delta\lambda_{1/2} \lesssim 0,001 \text{ nm}$; с диапазоном перестройки центра линии $\Delta\lambda_0 \approx 1,5 \text{ nm}$; (ООО «НОЛАТЕХ»), при этом использованы осесимметричные SMS структуры (с рабочей точкой в экстремуме), характеризующиеся минимальной «остаточной» амплитудой модуляцией. Осциллограмма выходного сигнала такого интерферометра в условиях «силового» возбуждения колебаний ММФ представлена на рис. 4.3. Видно, что в условиях гармонического возбуждения колебаний ММФ модуляция фазы происходит на двойной частоте, так как за один период колебаний дважды происходит модуляция оптической длины срединной (осевой) линии ММФ сегмента, и соответственно, фазового набега волны в ММФ. «Силовое» (механическое) воздействие на ММФ сегмент осуществляется пьезокерамической «частицей» с размерами 1,5-2 мм, контактирующей с ММФ.

Лазерное фототермическое возбуждение колебаний ММФ сегмента осуществляется за счет энергии распространяющегося в ММФ сегменте лазерного излучения, часть которой ($\approx 15 \div 20\%$) поглощается металлической пленкой (МФ), нанесенной асимметрично на участок поверхности ММФ в области «пояска». Возникающая при этом неоднородная пространственно-временная температурная волна благодаря тепловому расширению и термоупругости создает в сечениях ММФ асимметричное распределение механических напряжений и изгибающего момента. В SMS1 структурах пленка нанесена лишь локально на одной половине поверхности ММФ в середине сегмента в области «пояска», а в SMS2 – на всю половину поверхности перетяжки по всей длине, так что часть излучения, высвечивающаяся из сердцевины ММФ в оболочку в силу неадиабатичности перетяжки, поглощается пленкой. В SMS1 пленка выполняет также и другую принципиально важную роль – создает дополнительный сдвиг фазы ($\Delta\varphi_0$) для лучей, испытывающих отражение от границы раздела стержень-пленка, обеспечивая условие «квадратуры» для «интерферометров».

Спектры пропускания ($T(\lambda)$) SMS1,2 структур (в диапазоне 1200 ÷ 1600 nm) показывают (рис.4.4), что максимальные значения $T_{max} = 15-45\%$, при этом характерные значения: положение пика (λ_{max}) и значения (T_{max}) весьма чувствительны к параметрам ММФ сегментов: в SMS1 структурах (T_{max} , λ_{max}) при фиксированных размерах сегментов зависят от толщины и оптических констант металлической пленки МФ; в SMS2 определяющими являются характеристики исходного многомодового световода и размеры перетяжки (L, l, d)'. Поскольку к началу настоящих исследований отсутствовали сведения о свойствах SMS-структур с нерегулярными ММФ сегментами, то обнаружение в спектре пропускания SMS2 заметных «резонансных» пиков является новым, весьма примечательным фактом, показывающим, что нерегулярности данного типа не приводят к полному подавлению интерференционных эффектов.

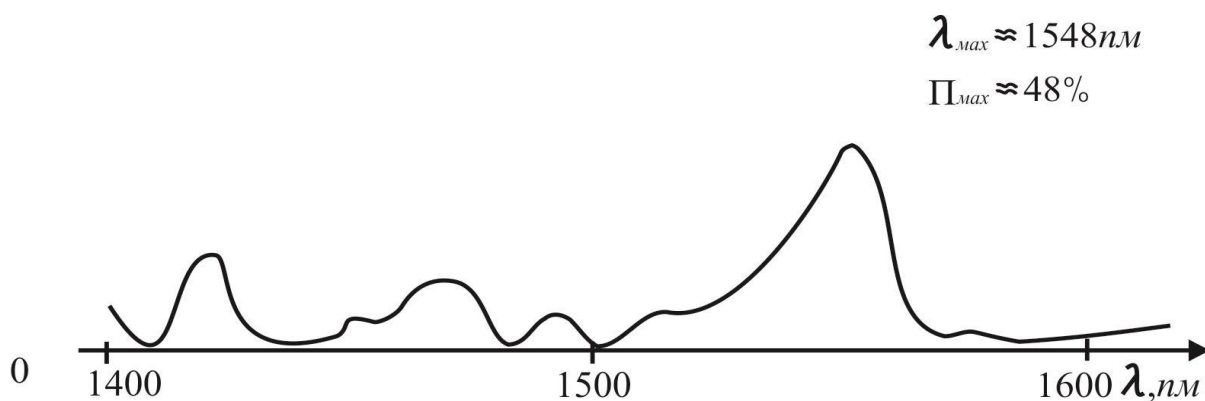


Рис.4.4. Спектр пропускания волоконной структуры SMS2 с никелевым покрытием.

В SMS-структурах на основе регулярных MMF сегментов максимальное пропускание имеет место при длине сегмента $L_k = L_0 \cdot k$, где $L_0 = 4\pi d^2/\lambda$, d , n - соответственно диаметр и показатель преломления сердцевины MMF, λ - длина волны света, $k=1,2, \dots$, при этом в срединном сечении MMF ($z = L_0/2$) излучение полностью сконцентрировано на поверхности сегмента вдоль периметра сечения, что обеспечивает возможность эффективного взаимодействия излучения в SMS1 структурах с участком пленки достаточно малых размеров в области «пояска». Интенсивность излучения в приемном световоде (SMF_2) определяется многолучевой интерференцией (суперпозицией) амплитуд всех попарно симметричных лучей, которые в MMF сегменте распространяются вдоль определенных зигзагообразных ломанных линий (траекторий), и формируют плечи интерферометра, сходящиеся на выходном торце MMF сегмента в области световедущей сердцевины SMF_2 . При этом максимумы пропускания SMS структур соответствуют определенным длинам сегмента L_k , обеспечивающим формирование наибольшего количества синфазных (с точностью до 2π) лучей указанного типа. Ясно, что, в осесимметричных SMS структурах из-за точного равенства плеч «рабочие» точки интерферометров находятся в экстремальной точке, поэтому рассматриваемые интерферометры характеризуются низкой (нулевой) чувствительностью к малым возмущениям MMF сегмента, в частности, к изгибным колебаниям. В SMS1 структурах необходимая чувствительность к

поперечным колебаниям ММФ сегмента достигается путем введения разбаланса фаз в плечи интерферометров за счет создания дополнительного сдвига фаз ($\Delta\varphi_0 \simeq \pi/4$) для лучей, отраженных от МФ, которые формируют одно из плеч интерферометра. Для исключения «компенсирующего» взаимодействия МФ с лучами противоположного плеча интерферометра ширину «пояска» пленки следует ограничить условием $l_f \lesssim 2nd/NA$, NA – числовая апертура SMF1,2. Максимальная чувствительность к колебаниям может достигаться, например, с помощью пленочных структур [142], обеспечивающих сдвиг фаз $|\Delta\varphi_0| = \pi/4$.

Таким образом, в SMS1 структурах металлическая пленка выполняет две принципиально важные функции: 1) обеспечивает возможность лазерного возбуждения изгибных колебаний ММФ сегмента за счет фототермического механизма; 2) задает оптимальное положение рабочей точки интерферометров, обеспечивая возможность регистрации малых колебаний ММФ сегмента. В SMS2 структурах необходимая чувствительность к изгибным колебаниям ММФ сегмента достигается оптимизацией рабочей точки интерферометров путем поперечного смещения торца одного из световодов (SMF1 либо SMF2) относительно центра сечения ММФ сегмента, т.е. за счет несоосности SMS2 структуры. В эксперименте оптимальные значения поперечных смещений составляют $\Delta \simeq 1 \div 3 \mu m$. В качестве МФ использованы пленки никеля (Ni) и хрома (Cr) (с толщинами $50 \div 300 nm$), т.к. оптические константы именно указанных металлов [268,269] в спектральной области $\lambda \simeq 1500 - 1600 nm$ обеспечивают близкий к оптимальному сдвиг фаз при отражении ($\Delta\varphi_0 \simeq 30^\circ$), которые, кроме того, характеризуются достаточной адгезией к кварцевому стеклу, важной для стабильности характеристик ММРС.

Схема установки для исследования фотоиндуцированных колебаний SMS1,2-структур представлена на рис.4.5. Лазерное фототермическое возбуждение вынужденных колебаний ММФ сегмента осуществляется модулированным излучением ПЛ (FOL 1402 PLF-37, «FITEЛ») с длиной волны $\lambda_{ex} \simeq 1480 nm$, ; для регистрации колебаний используется эрбиевый волоконный

лазер (FL) с диодной накачкой ($\lambda_p \simeq 980nm$), обеспечивающий плавную регулировку и гармоническую модуляцию мощности излучения накачки $P_p(t)$ путем изменения тока питания ПЛ. Селективный полупрозрачный отражатель M3 на выходном торце SMF2 обеспечивает «полное» отражение (93%) на линии генерации FL $\lambda_s \simeq 1538nm$, и пропускание (87%) на линии 1480nm. Благодаря оптической связи FL с внешним резонатором (M2,M3), включающим SMS структуру, модуляция потерь (ΔT) и фазы световой волны ($\Delta\varphi$) в SMS структуре, обусловленные колебаниями MMF сегмента, приводят к модуляции выходной мощности FL [270]:

$$\frac{\Delta\tilde{W}}{W} = \frac{\sqrt{\gamma_{rel}^2 + f^2}}{\sqrt{(f_{rel}^2 - f^2)^2 + \gamma_{rel}^2 \cdot f^2}} \cdot F(\Delta\tilde{T}, \Delta\tilde{\varphi}) \quad (4.13)$$

где $f_{rel}(P_p)$ - частота релаксационных колебаний FL, зависящая от уровня накачки (P_p); f - частота вынужденных колебаний MMF сегмента, возбуждаемых лазерным излучением с длиной волны $\lambda_{ex} = 1480 nm$; γ_{rel} параметр затухания релаксационных колебаний FL, $F(\Delta T, \Delta\varphi) = G(A)$ - функция модуляции потерь и фазы во внешнем резонаторе (M2,M3), зависящая, в свою очередь, от амплитуды (A) вынужденных колебаний MMF сегмента. В формуле (4.13) предполагается, что длина внешнего резонатора $l_{ext} \ll \frac{c}{2f}, l_{ког.i}$ - длина когерентности отдельных мод (i). В экспериментах резонансные частоты основных мод колебаний MMF сегментов составляли $f = 4 \div 15kHz$; добротность основной моды механических колебаний (на воздухе) $100 \div 400$. Отметим, что длина непосредственно осциллирующего участка MMF сегмента (КЭ) в эксперименте составляет лишь небольшую часть многомодового сегмента $l/L_0 = 1/6 \div 1/3$. Фотография МОМРС на основе SMS – структуры представлена в (Приложении D). Значения $f_{rel} \leq 10kHz$ в FL достигались за счет увеличения длины основного резонатора (M1,M2) путем подсоединения к отрезку АС участка пассивного (SMF-28).

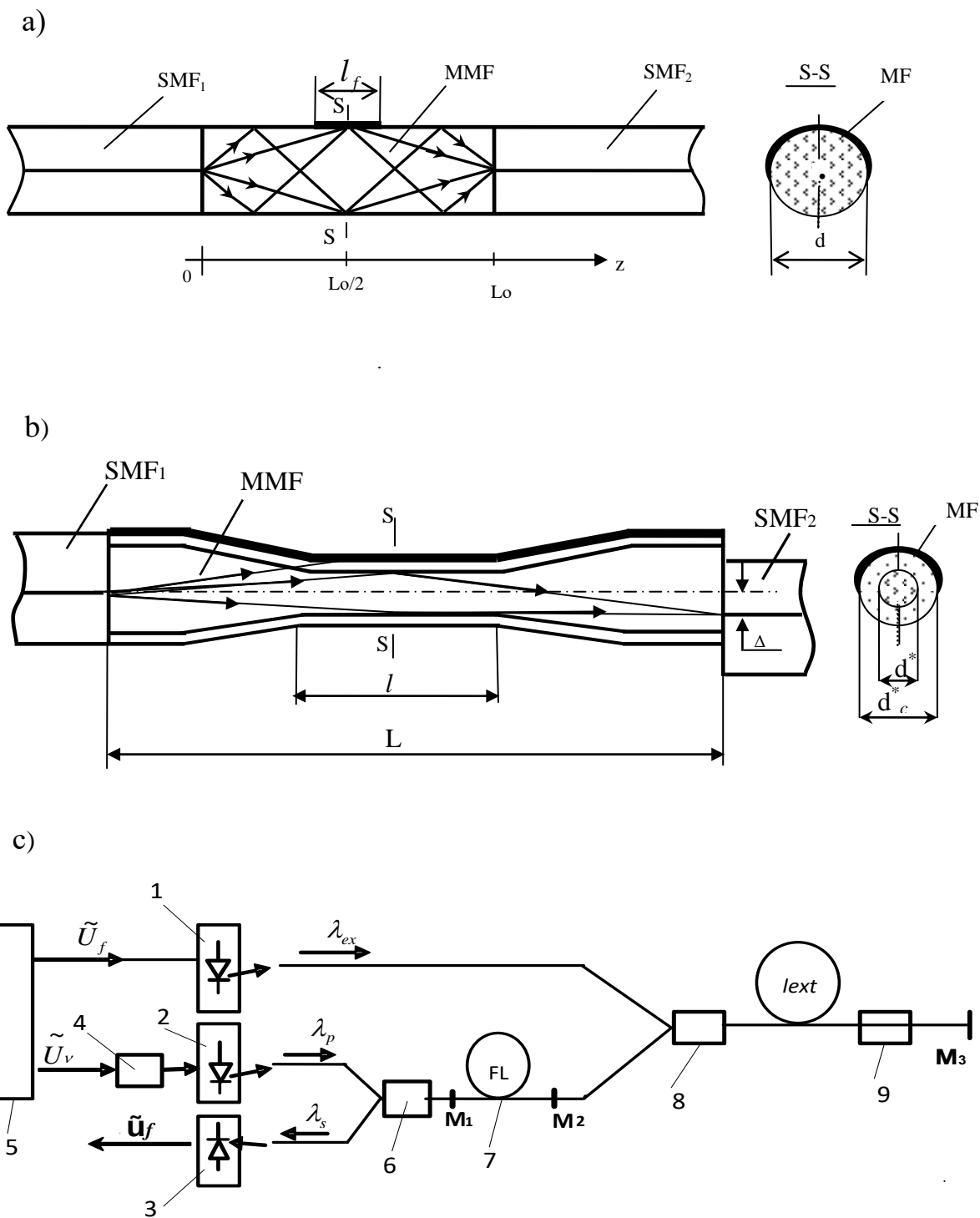


Рис.4.5. Схемы оптоволоконных структур (а – SMS1, в – SMS2) и измерительной установки (с): 1 – источник возбуждающего модулированного излучения ($\lambda_{ex} = 1480nm$); 2 – лазерный диод накачки ($\lambda_p = 980nm$); 3 – фотоприемник; 4 – фазовращатель; 5 – генератор синусоидальных сигналов; 6 – волоконно-оптический мультиплексор (WDM) (980/1550); 7 – активное волокно (Er-Yb); 8 - WDM (1480/1550); 9 – SMS структура; M1,2,3 – спектрально - селективные полупрозрачные отражатели.

Длина внешнего резонатора $l_{ext} = 5 \div 30m$ выбиралась кратной или равной длине основного резонатора (M1,M2). В соответствии с (4.13) чувствительность FL к колебаниям MMF сегмента имеет резонансный характер с максимумом при $f_{rel} \simeq f$, что достигается путем плавной регулировки уровня накачки FL.

АЧХ, полученные в режиме лазерного возбуждения колебаний MMF сегментов показывают, что для регистрации колебаний с отношением $S/N \gtrsim 5$ (в полосе 30 Гц), достаточна средняя мощность возбуждающего лазерного излучения $\bar{P}_{ex} \gtrsim 3$ мВт, (при этом доля мощности, поглощаемой в MMF, не превышает $15 \div 30\%$!).

4.3. Разработка и исследование оптоволоконных МОМРС на основе световодов с макро – и микро(микро)изгибами

Деформации изгиба волоконных световодов [137,169,173] могут приводить не только к количественным изменениям характеристик, но также к появлению новых оптических свойств световодов, что с учетом существенной модификации спектра собственных колебаний изогнутых стержней по сравнению с прямолинейными [172], делает актуальным исследование возможностей реализации МОМРС на основе изогнутых световодов. В этой связи нами предложены и исследованы оптоволоконные МОМРС, основанные на свойствах сегментов специальных световодов с макро и микроизгибами.

4.3.1. Микроосцилляторы на основе изогнутых ступенчатых световодов с большим диаметром фундаментальной моды (LP_{01})

В изогнутых световодах, в строгом смысле, не существует направляемых лучей [271], поэтому распространяющееся в них излучение в той или иной степени испытывает потери. В предложенных оптоволоконных МОМРС используется высокая чувствительность потерь для основной моды ступенчатого световода (LP_{01}) к макроизгибу волокна. Потери обусловлены, в

основном, двумя факторами: «высветом» основной моды; и переходными потерями, возникающими на участках с разной кривизной вследствие эффекта сдвига («заноса») распределения поля относительно сердцевины световода. Примечательно, что обе составляющие потерь растут с увеличением диаметра основной моды [137], что обуславливает интерес к световодам с большой сердцевиной. Качественно, увеличение потерь при макроизгибах ($R \gg |\Delta\beta|^{-1}$ - длина межмодовых биений) можно объяснить чисто «геометрическим» фактором – уменьшением эффективной числовой апертуры световода. Отметим, что хотя для одномодовых волокон с низким волноводным параметром, $V \lesssim 1$ также характерна высокая чувствительность к изгибу [272], однако, в них влияние интерференции оболочечных мод существенно усложняет результирующую картину, которая в случае переменных внешних условий (изменение температуры, состава окружающей среды, случайные внешние воздействия и др.), имеет сложный случайный характер, приводящий в том числе, к нестабильной чувствительности к изгибу. Поэтому, с учетом перспектив применения рассматриваемых МОМРС в качестве сенсорных элементов датчиков, функционирующих в жестких условиях, целесообразно разработать оптоволоконные МОМРС именно на основе сегментов многомодовых ступенчатых световодов (СМСС) со сравнительно большим диаметром сердцевины и, кроме того, с достаточно большой числовой апертурой ($NA \gtrsim 0,2$), которая обеспечивает высокую стабильность параметров основной моды СМСС за счет «экранировки» влияния внешних возмущений (за исключением изгибов).

Как показано в разделе.2.3, оптические свойства изогнутых СМСС открывают возможности для создания оптоволоконных микроосцилляторов и сенсорных элементов резонансных ВОД. Вместе с тем, необходимость обеспечения оптимальной рабочей точки МОМРС – исходного радиуса изгиба (хотя и весьма большого) существенно усложняет конструкцию МОМРС, что, в итоге, ограничивает функциональные возможности МОМРС и снижает

технологичность изготовления. В этой связи, в настоящем разделе предложен усовершенствованный вариант оптоволоконной МОМРС, в котором модуляция потерь основной моды осуществляется также благодаря модуляции радиуса макроизгиба СМСС, при этом, однако, оптимальная рабочая точка соответствует прямолинейной форме сегмента. Это достигается за счет использования специального многомодового световода, обладающего поперечным градиентом показателя преломления (МСГПП, рис.4.6).

Как известно [169], с помощью метода конформных отображений исследование свойств изогнутого световода сводится к рассмотрению прямолинейного световода с соответствующим профилем показателя преломления, что является теоретической базой предложенного подхода.

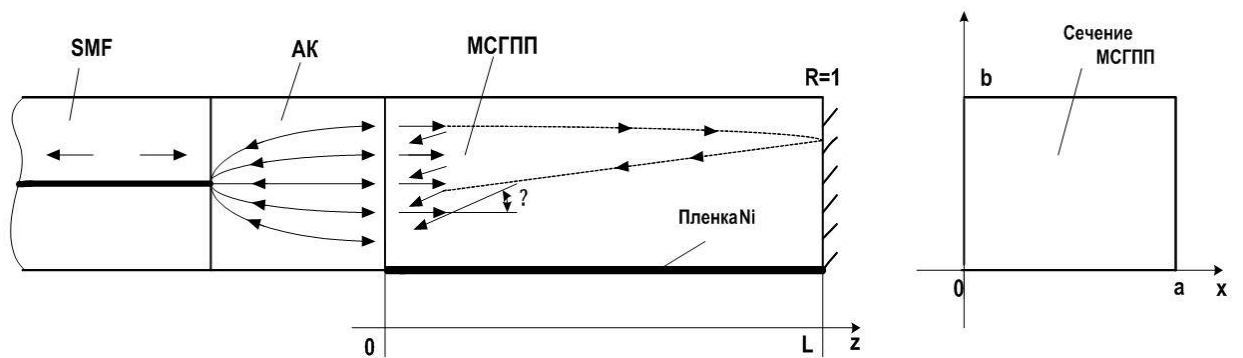


Рис.4.6. Схема оптоволоконного макроизгибного МОМРС без начального изгиба.

Его реализация в строгой постановке математически достаточно сложна, поэтому, ограничившись приближенным рассмотрением, сделаем оценки параметров для конкретного типа МСГПП (с квадратным сечением), характеризующегося линейной зависимостью показателя преломления лишь в одном поперечном направлении (oy) (рис. А), $n(y) = n_0 + \frac{dn}{dy} \cdot y = n_0 + k \cdot y$, $0 \leq y \leq a$, $\left| \frac{dn}{dy} \right| \ll \frac{n_0}{a}$.

Примем, что диаграмма направленности коллимированного пучка, направляемого в МСГПП описывается Гауссовой функцией $I(\theta) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right)$, с угловой расходимостью (θ_0) (типичные значения которого в

экспериментах составляют $\theta_0 = 10^{-3} - 10^{-2}$ рад.). Ось пучка предполагается параллельной световоду. В результате двойного прохождения света в МСГПП (туда и обратно) фронт волны «отраженного» пучка из-за градиента в среде приобретает угловое отклонение, составляющее $\alpha = 2 \cdot L \cdot \frac{dn}{dy}$, и поступает обратно в автоколлиматор. Заметное угловое отклонение пучка $\alpha \simeq \theta_0$ приводит не только к изменению эффективного коэффициента отражения автоколлиматора на основе МСГПП, $R_{eff}(\alpha) < 1$, но также (что существенно важнее!) к значительной «крутизне» зависимости $R_{eff}(\alpha)$, приводящей к сильной чувствительности эффективного коэффициента отражения к изменению угла отклонения в окрестности $\alpha = \theta_0$. Оптимальное значение $\alpha = \alpha_{опт}$, обеспечивающее максимальное значение «крутизны» $(R'_{eff})_{max} = \frac{\alpha R_{eff}}{d\alpha} |_{\alpha=\alpha_{опт}}$, по существу, определяет рабочую точку автоколлиматорной системы. При этом, необходимый градиент ПП составляет $\frac{dn}{dy} = \frac{\theta_0}{2L}$, который, например, для типичных значений: $\theta_0 \simeq 10^{-2}$ рад., $L = 5$ мм, соответствует, $\frac{dn}{dy} \simeq 10^{-3} \text{мм}^{-1}$. Для сравнения отметим, что в широко используемых градиентных стержневых линзах («граданах»), принцип действия которых основан именно на формировании заданного поперечного профиля ПП, указанный градиент достигает $\left| \frac{dn}{dr} \right| = 10^{-2} \text{мм}^{-1}$, что свидетельствует о принципиальной возможности реализации рассматриваемых типов МСГПП.

Лазерное возбуждение мод упругих поперечных колебаний МСГПП может осуществляться, например, путем нанесения на боковую поверхность МСГПП, тонкой пленки никеля (Ni), поглощающей часть лазерного излучения, приводящей к фототермическому возбуждению колебаний. Возбуждение поперечных колебаний приводит к модуляции радиуса кривизны МСГПП, приводящей к модуляции распределения механических напряжений в МСГПП. Это, в свою очередь, (вследствие фотоупругости) вызывает дополнительную модуляцию градиента ПП в поперечном направлении, накладывающегося на

«исходный» градиент ПП. В итоге, модуляция результирующего угла отклонения «отраженного» пучка $\alpha_{\Sigma}(t) = \alpha_{\text{опт}} + \Delta\alpha_{\text{лаз.}}(t)$ приводит к модуляции эффективного коэффициента отражения $R_{\text{eff}}(t) = R_{\text{eff}}(\alpha_{\text{опт}}) + \Delta\tilde{R}_{\text{eff}}(t)$ оптоволоконной МОМРС. Важно подчеркнуть, что в условиях колебаний модулированная часть угла отклонения, вообще говоря, включает две составляющие: $\Delta\alpha_{\text{лаз}}(t) = \Delta\alpha_{\rho}(t) + \Delta\alpha_{\varphi}(t)$, где $\Delta\alpha_{\rho}$ - описывает вклад, обусловленный указанной выше модуляцией градиента ПП в среде, а $\Delta\alpha_{\varphi}$ - учитывает дополнительную «геометрическую» составляющую, возникающую из-за возможных угловых колебаний (φ_L) зеркала – торцевой поверхности МСГПП при изгибных колебаниях световода (считаем, что в положении равновесия $\varphi_L = 0$, $\Delta\alpha_{\varphi} = 0$). Ясно, что указанная составляющая существенно зависит как от характера краевых условий МСГПП (условий закрепления на концах), так и типа возбуждаемой моды колебаний. Например, в случае МСГПП с заделанными концами для всех мод $\varphi_L = 0$, $\Delta\alpha_{\varphi} = 0$. Однако, в общем случае $\Delta\alpha_{\text{лаз}} = \Delta\alpha + 2 \cdot \varphi_L$, при этом расчет указанных величин в МСГПП связан с задачей определения нестационарного поля напряжений (деформаций), обусловленных лазерным излучением, методы решения которой изложены, в частности, в работах [89]. Отметим, что рассматриваемая оптоволоконная МОМРС может быть выполнена также по схеме на «проход», характеристики которой могут быть рассмотрены аналогичным образом. Также отметим, что при реализации схемы МОМРС с помощью волоконно-оптических элементов (SMF, АК, МСГПП) из кварцевого стекла, соединения элементов могут быть выполнены с помощью сварки, что обеспечит высокую надежность и стабильность характеристик, рассматриваемых оптоволоконных МОМРС в жестких условиях эксплуатации.

4.3.2. Микроизгибные оптоволоконные МОМРС

Периодические микроизгибы волоконного (планарного) световода приводят к появлению в волноводной структуре продольно периодических

неоднородностей, вызывающих связь мод в световоде как внутри, так и между различными группами (направляемые, оболочечные, туннелирующие, излучательные). При этом рассмотрение случая периодических микроизгибов представляет особый интерес, поскольку в линейном приближении произвольные (случайные) микроизгибы могут быть представлены с помощью Фурье-разложения в виде суммы периодических компонент. В волоконных световодах акустооптическое взаимодействие в условиях возбуждения микроизгибных волн приводит к сильной (резонансной) связи мод и к модуляции характеристик распространяющегося излучения [173,271,273], при этом обмен энергией между модами сердцевины, а также между модами сердцевины и оболочки может происходить как в прямом, так и в обратном направлениях. Отметим, что для общности подхода статические периодические микроизгибы целесообразно рассматривать как неподвижные (замороженные) волны с нулевой фазовой скоростью, приводящие к постоянным (во времени) потерям. Условие резонансной связи мод имеет вид:

$$\beta_i - \beta_j = \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot k, \quad k = 1, 2, \dots \quad (4.14)$$

где β_i, β_j - постоянные распространения направляемых (оболочечных) мод; Λ - длина волны (период) изгибных волн (рис.4.7). Механизм возникновения потерь в волокнах с микроизгибами связан с перекачкой энергии от направляемых мод сердцевины к модам оболочки, удовлетворяющим условию

(4.14) при этом плотность распределения мод оболочки, как правило, близка к континууму. В силу различных механизмов диссипации энергии мод оболочки (рассеяние, поглощение на поверхности и т.д.) обмен энергией между направляемыми и оболочечными

модами, в среднем, имеет однонаправленный характер – перекачка энергии из сердцевины в оболочку, где происходит ее рассеяние, поглощение.

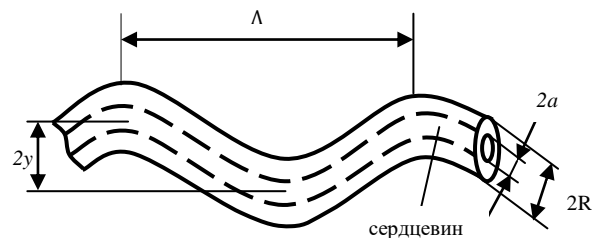


Рис. 4.7. Схема сегмента волоконного световода с периодическими микроизгибами ($y \ll a$).

Эффективность связи между двумя модами, имеющими распределение поля в поперечном сечении $E_1(x, y)$ и $E_2(x, y)$, определяется степенью перекрытия этих полей в той области волокна, где имеется обусловленное микроизгибами возмущение ПП $\delta n(x, y)$, вызывающее связь мод [137,273]:

$$J = \int_S E_1(x, y) \cdot \delta n(x, y) \cdot E_2^*(x, y) ds \quad (4.15)$$

Например, для направляемой (E_1) и оболочечной (E_2) мод, поле E_1 сосредоточено, в основном, в сердцевине, E_2 – в оболочке волокна. Ясно, что для обеспечения значительной связи мод сердцевины и оболочки следует использовать световоды с малой высотой профиля, $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$, т.к. в них поле E_1 в большей степени простирается в оболочку, нежели в волокнах с большим Δ . Хотя основная мода в одномодовых волокнах с микроизгибами может (в соответствии с (4.14)) непосредственно взаимодействовать с континуумом оболочечных мод [238,239], однако такое взаимодействие, в силу зависимости характеристик оболочечных мод от окружающих условий и внешних возмущений имеет нестабильный характер.

В связи с этим большой интерес представляют двухмодовые волокна [274 - 276], реализующиеся при значениях волноводного параметра $2,4 < V < 3,8$, в которых одновременно возбуждается основная (симметричная LP_{01}) и вторая (антисимметричная LP_{11}) мода с постоянными распространения β_1 и β_2 . В этом случае четко детерминированное резонансное взаимодействие рассматриваемых направляемых мод, имеющее место при $\beta_1 - \beta_2 = \frac{2\pi}{\Lambda_0}$, приводит к перекачке энергии от основной моды ко второй, которая, в свою очередь, в результате взаимодействия с модами оболочки (в соответствии с (1)), выводит энергию из сердцевины волокна. При необходимости, излучение 2-ой моды можно удалить с помощью селективного модового фильтра, например, в виде волоконной петли [276], устраняющей, в основном, 2-ую моду.

С учетом известных значений β_1 и β_2 эффективная связь мод в двухмодовом волокне с микроизгибом в соответствии с (4.14) имеет место, при значении длины модовых биений (периода микроизгиба) [274,275]:

$$\Lambda_0 = \frac{2\pi}{\beta_2 - \beta_1} = 2\pi \cdot a \cdot \left(\frac{2}{\Delta}\right)^{1/2} \cdot f(V) \quad (4.16)$$

где $f(V)$ – функция волноводного параметра, в «двухмодовом» диапазоне ($2,4 < V < 3,8$), $f(V) \approx 0,7$. При этом эффективность связи мод LP_{01}, LP_{11} описывается функцией:

$$J(L) = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \left(\frac{\theta}{2}\right)^2} \cdot \sin^2 \left\{ \left[\gamma^2 + \left(\frac{\theta}{2}\right)^2 \right]^{1/2} \cdot L \right\} \quad (4.17)$$

где L – длина участка взаимодействия мод; $\theta = 2\pi \cdot \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{1}{\Lambda_0}\right)$, Λ – фактический период микроизгиба; параметр (γ) зависит от амплитуды микроизгибов:

$$\gamma = \frac{y}{a} \cdot (1 - \varkappa) \cdot Y(V) \cdot \frac{\Lambda_0}{\Lambda^2} \quad (4.18)$$

где y – амплитуда микроизгиба; параметр $\varkappa = \varkappa\left(\frac{2R}{\Lambda_0}\right)$ – функция внешнего диаметра волокна (при $\frac{R}{\Lambda_0} \ll 1$, $\varkappa = 0,22$); $Y(V)$ – функция волноводного параметра, в случае кварцевого световода при $3 < V < 3,8$ значение $Y(V) \approx 3,4$. В соответствии с (4.17) в условиях точного резонанса $\Lambda = \Lambda_0$ полная передача энергии от моды LP_{01} к моде LP_{11} имеет место при длине участка взаимодействия

$$\gamma \cdot L = \frac{\pi}{2} (2n + 1), n = 1, 2, \dots \quad (4.19)$$

с минимальным значением $L_{min} = \frac{\pi}{2\gamma}$. Из формул (4.18, 4.19) следует:

$$\frac{y \cdot L}{a \cdot \Lambda_0} = \frac{\pi}{2(1 - \varkappa) \cdot Y(V)} = p \approx 0,59 \quad (4.20)$$

Таким образом, при заданном количестве микроизгибов $m = \frac{L}{\Lambda_0}$, необходимая амплитуда микроизгибов составляет $y = \frac{p}{m} \cdot a$, и наоборот, при заданной амплитуде необходимое количество микроизгибов составляет $m = \frac{a}{y} \cdot p$. Задавшись, например, значением $m = 20$ получим, что необходимая амплитуда

составляет $y \approx 0,03 \cdot a$, то есть, сравнительно малую величину (например, при $a = 4 \mu m$, $y \approx 120 nm$).

С учетом этого, нами предложены и разработаны оптоволоконные МОРС, основанные на лазерном возбуждении микроизгибных колебаний в сегментах двухмодовых волоконных световодов.

В соответствии с формулой (4.17) эффективность перекачки энергии от основной моды существенно зависит от амплитуды микроизгибов ($y=y_0 + \Delta y$) и в условиях резонанса ($\Lambda = \Lambda_0$), при заданной длине участка взаимодействия с количеством микроизгибов, $m = \frac{L}{\Lambda_0}$, составляет:

$$J(y) = J(y_0) + \frac{\partial J}{\partial y} \Big|_{y=y_0} \cdot \Delta y = \sin^2 \left(\frac{\gamma_0}{L} \right) + \frac{m \cdot (1-\kappa) \cdot \gamma(v)}{a} \cdot \sin(2\gamma_0/L) \cdot \Delta y \quad (4.21)$$

откуда следует, что максимальная чувствительность к амплитуде микроизгибов достигается в окрестности значения $y_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{P}{m} \cdot a$ (условие «квадратуры» $|\sin(2\gamma_0 L)| = 1$), с перекачкой половины мощности основной моды. Из (4.21) следует, что для вариации эффективности перекачки (глубины модуляции потерь), например, на 1% ($\frac{\Delta J}{J} = 10^{-2}$) достаточно изменить амплитуду (при $m = 20$) на $\Delta y \approx 0,6 nm$, что свидетельствует о высокой эффективности данного метода модуляции интенсивности.

Исходные (статические) микроизгибы с оптимальной амплитудой, $y_0 \approx \frac{1}{2} \frac{P}{m} a$ сформированы с помощью разработанной нами многофункциональной установки мини – дуговой сварки волокна, обеспечивающей как непрерывный, так и импульсный режимы сварки кварцевых световодов с диаметрами: $50 \div 600 \mu m$. Установка обеспечивает возможность, во-первых, плавного высокоточного продольного и поперечного перемещений электрической дуги (по отношению к волокну) в пределах ± 10 мм и ± 2 мм соответственно; во-вторых, продольных и поперечных перемещений самих держателей (фиксаторов) световодов в пределах (± 5 мм), что позволяет сформировать микроизгибы и осуществлять «вытягивание» волокна. Отметим, что подобные

устройства были использованы в работах [237] и показали высокую эффективность, например, при создании длинно – периодных волоконных решеток (LPFG).

Схема оптоволоконного микроизгибного МОМРС и установка для экспериментального исследования ее характеристик приведены на рис.4.7. Характеристики использованного в МОМРС кварцевого волоконного световода (SMF-28): радиус сердцевины $a \approx 4,1\mu m$; исходный диаметр кварцевой оболочки (до утоньшения) $2R_0 = 125\mu m$; числовая апертура $NA \approx 0,11$; относительная разница показателя преломления $\Delta \approx 0,36\%$; волноводный параметр на длине волны пробного (сигнального) излучения $\lambda_s = 980nm$, $V \approx 3,1$. В соответствии с (4.16), длина межмодовых биений (резонансный период микроизгибов) составляет $\Lambda_0 \approx 430\mu m$. Хотя, при достаточной толщине оболочки, $(R_0 - a \gg \lambda_s)$, внешний диаметр кварцевой оболочки, (R) не играет принципиальной роли во взаимодействии основной моды со второй, в данном случае, утоньшение сегмента с микроизгибами продиктовано двумя причинами: во-первых, эффективность фототермического механизма возбуждения изгибных волн существенно зависит от внешнего диаметра; во-вторых, значительно падает тепловая инерционность процессов, что важно при формировании микроизгибов.

Важно обеспечить возбуждение именно той моды собственных колебаний, период которой (Λ), а также пучности, узлы совпадают соответственно с периодом (Λ_0) и пучностями (узлами) исходной статической «волны» микроизгибов с оптимальной амплитудой (y_0). Такое селективное возбуждение определенной моды нами осуществлялось с использованием асимметричной системы тонких металлических (никелевых, Ni) полос, нанесенных методом напыления на боковую поверхность сегмента. Полоски нанесены через специальную маску с периодическими «окнами» (шириной $\approx 150\mu m$) с тем, чтобы указанные полоски находились в областях пучностей колебаний (рис. 4.8.). В результате, модулированное возбуждающее излучение ($\lambda_{ex} =$

1540 nm), распространяющееся в сегменте с поглощающими металлическими полосками приводит к возбуждению в сегменте температурной волны с необходимой пространственно-временной структурой, обеспечивающей распространение в сегменте волн термоупругих напряжений, изгибающих моментов, возбуждающих именно необходимую моду изгибных колебаний с амплитудой $\Delta y(t) = \Delta y \cdot \cos(2\pi f_n \cdot t)$, пропорциональной мощности возбуждающего излучения, $\Delta y \sim p_{ex}$.

Рассматриваемый сегмент волокна с микроизгибами, в силу малости колебаний $|y| \ll a$, по существу, представляет собой модель упругого стержня с определенными краевыми условиями [126,141], в котором, при большом количестве микроизгибов (например, при $n \gtrsim 10$), конкретный вид граничных условий на концах (например, оперты или заделаны) не оказывает существенного влияния на форму собственных колебаний вдали от концов сегмента. В частности, форма n -ой моды собственных колебаний для стержня с опертыми концами описывается функцией:

$$Y_n(z) = A \cdot \sin(\kappa_n \cdot z), \quad \text{где } \kappa_n = \frac{\pi}{L} \cdot n, \quad n = 1, \dots, 19, 20, \dots \quad (4.22)$$

при этом «период» колебаний $\Lambda_n = \frac{2\pi}{\kappa_n}$. Следовательно, условие резонанса

$\Lambda_n = \Lambda_0$ ($\kappa_n = \frac{2\pi}{\Lambda_0}$) реализуется при $n = 2 \cdot m$, $\kappa_n = \kappa_{2m} = \frac{2\pi m}{L} = \frac{2\pi}{\Lambda_0}$. Частота собственных колебаний n -ой моды составляет [141]:

$$f_n = \frac{\pi \cdot m^2 \cdot R}{L^2} \cdot V_{3B} = \frac{\pi \cdot R \cdot V_{3B}}{\Lambda_0^2} \quad (4.23)$$

которая, например, при радиусе кварцевой оболочки сегмента с утоньшением ($R = 6 \mu m$), составляет $f_n \approx 600 \text{ kHz}$ ($V_{3B} \approx 5900 \frac{m}{сек}$, $m = 20$).

В итоге, результирующая амплитуда микроизгибов имеет вид $y(t) = y_0 + \Delta y \cdot \cos(2\pi \cdot f_n \cdot t)$, которая, в соответствии с (4.21), приводит к модуляции потерь основной моды в световоде с собственной частотой моды изгибных стоячих волн в сегменте.

Модуляция потерь основной моды за счет возбуждения микроизгибов экспериментально исследована с помощью установки, показанной на рис.4.8. Утоньшение волокна до диаметра $2R = 12 \div 15 \mu m$ на длине сегмента $L \approx 10$ мм достигалось путем химического травления оболочки световода полирующим травителем (на основе HF). Возбуждение изгибных колебаний осуществляется излучением ПЛ ($\lambda_{ex} \approx 1541 nm$) с гармонической модуляцией мощности $p(t) = \overline{1/2}(1 + \cos \omega t)\bar{p}$, \bar{p} – средняя мощность, регулируемая в пределах $\bar{p} = 0 \div 20 mW$. При этом в силу достаточно низкого значения волноводного параметра, $V(\lambda_{ex}) \lesssim 1,9$, значительная часть мощности возбуждающего излучения распространяется в оболочке сегмента и эффективно взаимодействует с системой металлических полос, что приводит к фототермическому возбуждению соответствующей моды колебаний сегмента с АЧХ, показанной на (рис.4.9.). Резонансная частота созданной МОМРС несколько меньше расчетной $f_{\text{эксп.}} \approx 548 \text{кГц}$, добротность $Q_{\text{эксп.}} \approx 170$. Модовый фильтр (5) служит для подавления LP_{11} моды на выходе МОМРС (не менее 10 раз), при этом мощность возбуждающего излучения (λ_{ex}) ослабляется в 3 ÷ 3,5 раза. Нелинейная зависимость амплитуды от мощности возбуждения (рис.4.10.), на наш взгляд, связана с температурным уходом резонансной частоты МОМРС из-за нагрева поглощаемой мощностью излучения, т.к. принудительный теплоотвод от сегмента за счет обдува ламинарным потоком воздуха приводит к заметному увеличению линейного участка (в 1,5 – 2 раза). Примечательно, что в большинстве случаев (как оказалось) нет необходимости в создании исходной «статической» волны микроизгибов, т.к. «остаточные» термомеханические напряжения (деформации) сегмента после нанесения системы металлических полос и остывания сегмента до комнатных температур приводили к «остаточным» микроизгибам достаточной величины. При этом указанные «остаточные» микроизгибы могли «регулироваться» в ту или другую сторону за счет изменения температуры в рабочей камере относительно

окружающей среды ($\Delta T \approx \pm 30 \text{ }^\circ\text{C}$) (с помощью термоэлектрических элементов Пельтье).

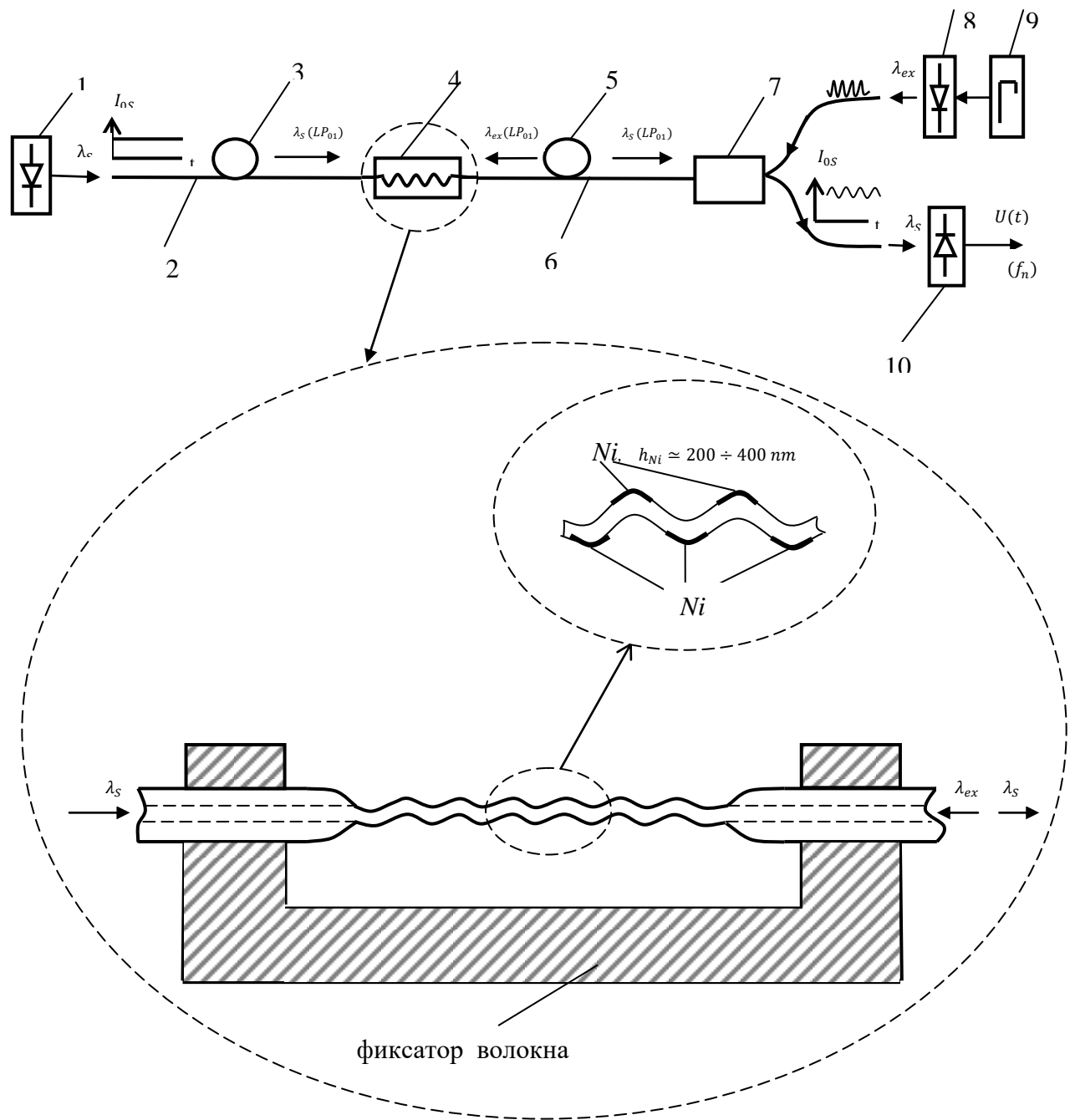


Рис.4.8. Схема оптоволоконных МОМРС на основе световодов с микроизгибами. 1- ПЛ сигнального (пробного) излучения, $\lambda_s \approx 980 \text{ nm}$; 2,6 – световод SMF-28; 4 – МОМРС; 3,5 – модовый фильтр (LP_{11}); 7 – волоконный мультиплексор WDM 980/1550; 8 – ПЛ возбуждающего излучения, $\lambda_{ex} \approx 1540 \text{ nm}$; 9 – генератор синусоидальных сигналов; 10 – фотоприемник на основе кремниевого фотодиода ФД - 256.

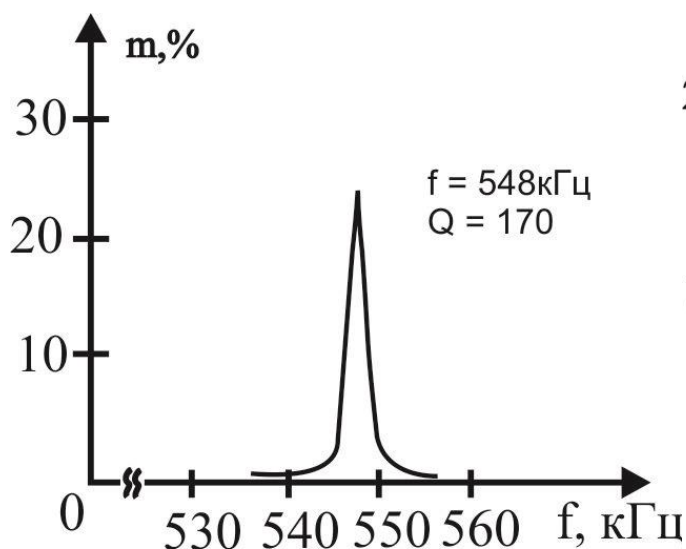


Рис.4.9. Зависимость глубины моделизации (m) от частоты.

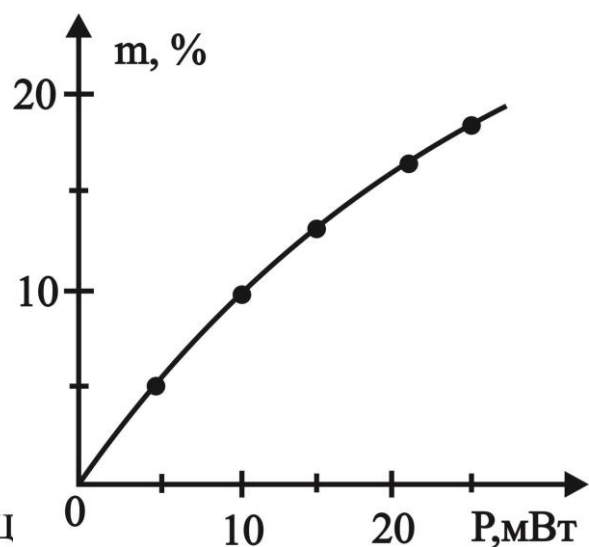


Рис.4.10. Зависимость глубины моделизации от мощности возбуждающего излучения.

4.4. Оптоволоконные МОМРС, использующие явление оптического туннелирования; «краевого» резонанса в области торца световода

В настоящем разделе рассмотрены эффекты модуляции интенсивности излучения в сегментах световодов с «адиабатической» перетяжкой; в SMS структурах, туннельно связанных с диэлектрической подложкой в виде микрокапилляра; исследованы возможности возбуждения «краевого» резонанса, локализованного в области торца световода и создания оптоволоконных МОМРС на их основе.

Для эффективного оптического туннелирования излучения из световода в диэлектрическую подложку, расположенную параллельно оси световода, важно обеспечить достаточно малое расстояние ($h \lesssim \lambda$) между подложкой и поверхностью сердцевинки световода, а также необходимое соотношение ПП ($n_s > n_1$) [277,278]. Исходя из этого нами предложены и исследованы разные типы оптоволоконных МОМРС (рис.2.8(C,D);5.7), основанных на: оптическом туннелировании излучения из сегмента световода с «адиабатической» перетяжкой (рис.2.8C), а также из многомодовой секции SMS – структуры (рис.5.7) в подложку – микрокапилляр из поликомпонентного легкоплавкого

стекла; туннелировании из сердцевины одномодового световода с сошлифованной кварцевой оболочкой в тонкую кремниевую пластину, расположенную (сьюстированную) над сердцевиной волокна (рис.2.8D). Существенное отличие указанных подходов заключается в том, что в схемах (рис.2.8C,рис.5.7) роль колебательного элемента МОРС выполняют непосредственно сами сегменты световодов, соответственно, в области перетяжки и ММФ сегмент SMS структуры, тогда как в схеме (рис.2.8D) модуляция осуществляется за счет колебаний «внешнего» элемента - кремниевой пластины - КЭ кремниевой МОРС с топологией «микромостик», при этом волоконный световод является неподвижным. Перетяжка световода сформирована путем плавного «вытягивания» световода (вручную) из высокотемпературной области плазмы мини-дугового разряда с одновременным (синхронным) перемещением дуги. Типичная длина перетяжки $2 \div 3$ мм, диаметр (оценочный) $3 \div 5$ μ . Следует отметить, что используемый метод не обеспечивает высокой «адиабатичности» переходов – потери (для основной моды SMF – 28) в лучших образцах составляли не менее $2 \div 3$ дБ, что, вероятно, связано с образованием гофрированной поверхности перетяжки из-за недостаточной равномерности движения при вытягивании. Вместе с тем отметим, что указанные потери в рассматриваемых явлениях не играют принципиальной роли, так как приводят лишь к «общему» ослаблению сигнала при сохранении относительной глубины модуляции при колебаниях. Изготовленные сегменты световодов с перетяжкой и SMS – структуры располагаются и закрепляются внутри стеклянного микрокапилляра с низкой температурой размягчения ($T_p \lesssim 600^\circ\text{C}$ - значительно ниже температуры плавления кварцевого стекла, $T_{\text{кв}} \approx 1700^\circ\text{C}$). ПП микрокапилляра $n_s \approx 1,51$, который существенно превышает (в масштабах "Δ") ПП кварцевого световода ($n \approx 1,46$) ($\frac{n_s - n}{n} \gtrsim 0,03!$); внутренний / внешний диаметры микрокапилляра ($127 \div 129$)/($640 \div 650$) μm , длина ≈ 20 мм.

Ключевым моментом в методе создания МОМРС с использованием микрокапилляров является локальный контролируемый нагрев заданной области микрокапилляра, приводящий к изменению формы сечения, который осуществляется с помощью указанного выше многофункционального «сварочного» устройства, позволяющего формировать мини – дуговой разряд с широким диапазоном энергетических параметров и режимов функционирования. Устройство позволяет проводить контролируемое изменение профиля сечения отверстия микрокапилляра на заданном участке. Благодаря этому достигается заданное значение зазора между сегментом световода и внутренней поверхностью микрокапилляра (рис.5.7) (с зазорами вплоть до 100 nm). Формирование нужного профиля сечения осуществляется после расположения и закрепления сегмента световода с перетяжкой (или SMS – структуры) в микрокапилляре. Фиксация осуществляется, например, с помощью высокотемпературного эпоксидного клея (ТК–8Б), с рабочей температурой до 250°C . Применялась также бесклеевая технология закрепления – путем «обжата» кварцевого световода по периметру в результате нагрева до «размягчения» микрокапилляра с последующей его усадкой при остывании (отметим, что иногда, в области контакта, возникали трещины). Возможность перемещения электрической дуги позволяет формировать нужный профиль сечения микрокапилляра на значительной длине участка (вплоть до 3 мм), позволяя получить нужный профиль на заданном участке, например, в области «пояска» MMF секции SMS – структуры.

Процесс формирования необходимого профиля сечения микрокапилляра контролируется путем непрерывного измерения коэффициента пропускания сегментов на длине волны $\lambda_s = 1540\text{ nm}$ с помощью указанной схемы (рис.4.8.), при этом процесс может быть быстро (автоматически) прекращен по достижению заданного уровня ослабления сигнала (например, на $10 \div 25\%$).

Разработанная установка позволяет создавать с помощью метода вытягивания из расплава также сегменты кремниевых волоконных световодов с

длиной до 5 мм, диаметром $10 \div 100 \mu\text{m}$, которые характеризуются визуально гладкой поверхностью и высокой прочностью на растяжение при сварном соединении с кварцевыми световодами.

Кроме того, возможно создание непосредственно на торцах кварцевых световодов простейших типов МОМРС с колебательными элементами в виде кремниевых микропластин с толщинными колебаниями, сферической (полусферической) сплошной частицы или оболочки, характеризующихся сложным спектром мод упругих колебаний. Оценки собственных частот для низших мод колебаний указанных МОМРС с характерными размерами $L = 20\text{-}300 \mu\text{m}$. (сопоставимые с диаметром кварцевого световода [279*]) приводят к значениям частот $f = C_{зв}/4L \approx 5\text{-}80 \text{ МГц}$. Оценки эффективности лазерного возбуждения собственных колебаний показывают, что при механической добротности $Q = 10^4\text{-}10^5$ (типичных для кремниевых структур в вакууме) и мощности возбуждающего излучения $P=1\text{Вт}$, амплитуды резонансных колебаний, возбуждаемых, например, за счет давления света, составляют $A = 0,001\text{-}0,1\text{нм}$. (1-100пм.), которые могут уверенно регистрироваться с помощью волоконных интерферометров. Отметим, что благодаря уникальным термооптическим и термомеханическим свойствам [280*], эффективной оптической связи со стабильными характеристиками в широком диапазоне температур, такие оптоволоконные кремниевые структуры открывают уникальные возможности для создания: сенсорных элементов ВОД температуры с широким рабочим диапазоном и малой инерционностью [281*] и других функциональных элементов волоконной оптики (модуляторы, аттенюаторы, спектральные фильтры и др.). Важно подчеркнуть, что значительное отражение излучения на границе сварного соединения кварцевый световод – кремний (при нормальном падении коэффициент отражения по мощности $r \approx 16\%$!) приводит к определяющей роли интерференционных эффектов в формировании оптических свойств указанных структур. При этом, для повышения сигнала от отражательных структур на «внешнюю»

поверхность структур нанесены пленки металлов (алюминий, золото). Нами экспериментально реализованы SMS – структуры с кремниевой MMF секцией с длиной $L \approx 1,8 - 3$ мм и диаметром $d \approx 30 - 50 \mu m$, имеющих резонансные частоты 5 – 90 кГц, пропускание которых (на длине волны $\lambda \approx 1540 nm$) составляет 5 – 15%. Представляет интерес исследование возможностей реализации одномодового режима, что возможно при радиусе кремниевого световода не более $a \lesssim \frac{2,405 \cdot \lambda}{2\pi \cdot \sqrt{n^2 - 1}} \approx 180 nm$! (на рабочей длине волны $\lambda = 1540 nm$).

В схеме на рис.2.8D размеры кремниевых микроосцилляторов составляют $L \times b \times h \approx (1,5 \div 2,5 \text{ мм}) \times (40 \div 100 \mu m) \times (12 \div 20 \mu m)$. Заданный зазор между сердцевинной световода и поверхностью кремниевого микроосциллятора обеспечивается никелевой пленкой с толщиной, $h_{Ni} \approx 0,2 \div 0,7 \mu m$, нанесенной через «маску» на поверхность стеклянной призмы с вклеенным световодом, сошлифованную до «вскрытия» сердцевины световода. По завершении юстировки кремниевой MOMPC, контролируемой по сигналу, кремниевая микроструктура фиксируется с помощью оптического клея (ОК - 72). При «съюстированном» кремниевом микроосцилляторе пропускание участка световода с MOMPC на длине волны, $\lambda_s = 1540 nm$ уменьшается на 5 ÷ 15%, что свидетельствует об эффекте оптического туннелирования. Тот факт, что наблюдаемое уменьшение пропускания несколько меньше ожидаемого [277,278], вероятно, связано с кривизной и несовершенствами поверхности кремниевых микроосцилляторов.

Лазерное возбуждение и регистрация колебаний в рассматриваемых MOMPC осуществляется с помощью схемы, которая аналогична представленной на рис.4.8, с тем отличием, что в данном случае возбуждение происходит модулированным лазерным излучением, $\lambda_{ex} \approx 1480 nm$, а регистрация – непрерывным излучением, $\lambda_s \approx 1540 nm$.

Лазерное возбуждение колебаний осуществляется, во-первых, за счет фототермического механизма благодаря асимметричной пленке (Ni),

нанесенной на поверхность сегментов (перетяжки и SMS - структуры), во-вторых, исследованы также МОМРС на основе однородных сегментов (без каких-либо поглощающих пленочных структур на поверхности).

Полученные экспериментальные результаты позволяют заключить: 1) в условиях фототермического возбуждения колебаний глубина модуляции пропускания МОМРС ($\bar{p}_{ex} \lesssim 10 \text{ mW}$) пропорциональна мощности возбуждающего излучения и на резонансных частотах собственных поперечных колебаний сегментов световодов достигает $m \lesssim 30\%$; 2) при значительной мощности возбуждения $\bar{p}_{ex} \approx 20 \div 40 \text{ mW}$ заметная резонансная модуляция ($m \lesssim 5\%$) наблюдается также в МОМРС (рис.2.8) на основе однородных сегментов световодов с перетяжкой (без пленочных структур), а также в МОМРС (рис.2.8D) с кремниевым микроосциллятором с минимальными размерами колебательного звена ($(1500 \div 2000) \times (15 \div 20) \times 4 \mu\text{m}$), однако в МОМРС на SMS – структурах с однородными MMF сегментами (без пленок) при указанных мощностях модуляция не наблюдалась. Типичные АЧХ, соответствующие указанным режимам, показаны на рис.4.10.

Таким образом, экспериментально показана эффективность использования явления оптического туннелирования для создания оптоволоконных МОМРС; продемонстрирована возможность возбуждения колебаний за счет механизмов, не связанных с поглощением излучения. Поскольку в области зазора между поверхностью «перетяжки» и микрокапилляром имеет место сильный поперечный градиент интенсивности излучения, то в указанных случаях наиболее вероятным механизмом возбуждения поперечных колебаний является оптическая «градиентная» сила [84], оценки эффективности действия которой приведены ниже.

Если мощность излучения, туннелирующего (перетекающего) из световодной перетяжки в подложку (в поперечном направлении) составляет Δp , то в соответствии с законом изменения импульса для системы «фрагмент перетяжки + излучение» величина поперечной силы, действующей на фрагмент световода, по порядку величины, составляет $F_{\perp} \approx \frac{\Delta p}{c}$. Под

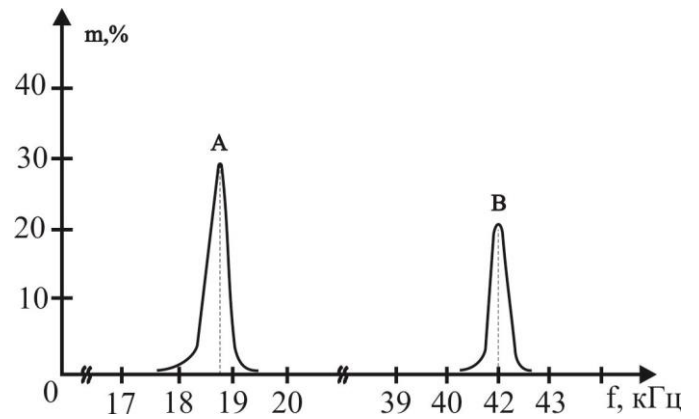


Рис. 4.11. АЧХ – оптоволоконных МОМРС на основе оптического туннелирования в условиях лазерного (фототермического) возбуждения: А – «туннелирование» из волоконной перетяжки с никелиевым покрытием; Б - туннелирование в кремниевую пластину.

действием этой силы, которую, при оценках, считаем приложенной к середине сегмента-перетяжки, статическая стрелка прогиба (Δ) центра сегмента составляет [141]:

$$\Delta = \frac{F_{\perp} \cdot L^3}{192 \cdot E \cdot J} = \frac{1}{48 \cdot \pi} \cdot \frac{F_{\perp} \cdot L^3}{E \cdot a^4} \quad (4.24)$$

которая при значениях $\frac{\Delta p}{\bar{p}_{ex}} \approx 0,1$ ($\bar{p}_{ex} = 30 \text{ mW}$); $L = 2 \text{ мм} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $E = 7 \cdot 10^{10} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$; $a = 3 \mu\text{м} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. приводит к значению, $\Delta \approx 0,1 \text{ нм}$, так, что с учетом механической добротности колебательного звена (на воздухе), $Q = 100 \div 300$, ожидаемая амплитуда колебаний в резонансе составляет $y_0 = Q \cdot \Delta \approx 10 \text{ нм}$, которая со значительным запасом может быть зарегистрирована с помощью использованной схемы (рис.4.7). Значительно меньшее значение амплитуды (примерно на порядок) возникает в случае кремниевых микроосцилляторов (рис.2.8D). В случае МОМРС на основе SMS-структур (рис.5.7) с достаточно «толстыми» MMF сегментами ($a \approx 30 \mu\text{м}$) амплитуда колебаний по оценкам составляет $y_0 \approx 10^{-12} \text{ м}$ (1 *пт*), которая находится за пределами чувствительности использованной схемы регистрации.

4.4.1. «Краевой» резонанс в «полубесконечном» световоде в металлическом покрытии

В упругих волноводах со свободными боковыми поверхностями вблизи вертикальных границ возможно возбуждение неоднородных волн с сильной локализацией движения вблизи вертикальной границы [44÷46]. В частности, в волноводах в виде полубесконечного цилиндра или полуполосы наблюдается так называемый «краевой» резонанс, который выражается в резком увеличении амплитуд смещений в области торца волновода на периметре со значительным их убыванием при удалении от торца. Собственные (резонансные) частоты мод локализованных колебаний существенно зависят от упруго-механических и геометрических параметров, в частности, от коэффициента Пуассона (ν) материала – фактора, играющего в рассматриваемых явлениях важную роль как при определении собственной частоты и ширины линии, так и эффективности возбуждения колебаний («добротности») локализованных мод. Примечательно, что кварцевое стекло, обладающее превосходными акустомеханическими свойствами характеризуется также сравнительно невысоким коэффициентом Пуассона ($\nu_{SiO_2} \approx 0,17$), что делает его интересным объектом с точки зрения реализации краевого резонанса, тем более, что кварцевый волоконный световод представляет собой удобный пример полубесконечного цилиндрического упругого волновода, который, при этом может выполнять также функции оптического датчика, регистрирующего локализованные колебания в зоне торца световода.

В полубесконечных цилиндрических волноводах возможно возбуждение локализованных мод разных типов [44], отличающихся симметрией колебаний. Так, осесимметричная низшая мода краевого резонанса имеет форму, представленную на рис.4.12, в которой колебания (сильно преувеличенные) локализованы на периметре торца в пределах участка всего лишь в $1 \div 2$ диаметра от торца волновода. Очевидно, указанный характер колебаний приводит к модуляции характеристик оптических лучей, отраженных именно в

периметровой зоне торцевой поверхности сечения, регистрацию которой целесообразно осуществлять именно с помощью SMS – структуры отражательного типа, в которой многомодовая секция играет роль упругого волновода со свободным торцом, находящимся в области «пояска» MMF секции (раздел 4.2) с длиной $L = \frac{1}{2} \cdot L_0$, где $L_0 = \frac{4 \cdot n \cdot d^2}{\lambda}$. В этом случае отраженный сигнал формируется именно в периметровой части сечения торца MMF. Хотя интенсивность отраженного сигнала в SMS – структурах зависит от длины MMF сегмента [SMS], однако указанной чувствительности недостаточно для измерения малых амплитуд колебаний, возникающих при краевом резонансе. Поэтому нами разработана специальная волоконно-оптическая высокочувствительная схема, использованная для регистрации колебаний в условиях краевого резонанса в многомодовом кварцевом световоде в металлическом (никелевом) покрытии (рис. 4.11). Повышение чувствительности достигается за счет использования интерферометра Фабри – Перо (ИФП) на основе MMF сегмента с зеркалами M_1, M_2 . Зеркало M_1 представляет собой полупрозрачный многослойный интерференционный отражатель ($SiO_2 + ZrO_2$), сформированный на торце SMF волокна. Благодаря никелевому покрытию, обладающему значительной магнитострикцией ($\frac{\Delta l}{l} \approx -3 \cdot 10^{-5}$), в умеренных магнитных полях $H_0 \approx 60 \div 80 \text{ Э [282]}$, возбуждение локализованных мод осуществляется путем приложения переменного магнитного поля, создаваемого миниатюрной катушкой с током.

Одночастотный, спектрально перестраиваемый непрерывный ПЛ (ЗАО «Нолатех»), пигтелированный анизотропным световодом типа «Panda», обеспечивает на выходе волокна «монохроматическое» излучение с равными интенсивностями ортогональных поляризационных компонент с суммарной средней мощностью, $\bar{p} \approx 4 \text{ mW}$. Ширина лазерной линии $\Delta \nu \approx 20 \text{ МГц}$, что соответствует длине когерентности $l_c \approx \frac{\lambda^2}{2 \cdot \Delta \lambda} = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\nu}{\Delta \nu} \approx 8 \text{ м}$. Для ослабления «паразитных» интерференционных помех в схеме обеспечена разность длин

плеч $\Delta L = L_1 - L_2 \gtrsim 10$ м ($\Delta L \gtrsim l_c$). Чувствительность фотоприемников на основе пигтелированных pin – диодов (InGaAs) в диапазоне частот $0 \div 40$ МГц составляет 10^{-12} Вт/ \sqrt{Hz} , что обеспечивает возможность регистрации модулированной составляющей сигнала в измерительном канале с глубиной модуляции $m = \frac{\Delta \tilde{U}_и}{\tilde{U}_и} \gtrsim 10^{-6}$ (в полосе частот $\Delta f \simeq 1$ Hz). Для увеличения коэффициента отражения (M_2) на «рабочий» торец ММФ нанесена тонкая пленка золота ($70 \div 100$ нм). ММФ сегмент помещен в термостатированную камеру, при этом к рабочему торцу приложено продольное магнитное поле, создаваемое миниатюрной катушкой длиной $\simeq 1$ мм с внутренним диаметром $\phi_{вн} \simeq 0,6$ мм. Постоянное подмагничивающее поле составляет $H_0 \simeq 60 \div 80$ Э, переменное возбуждающее поле с амплитудой $\Delta H \simeq 30 \div 50$ Э модулировано на частоте краевого резонанса, составляющей, в соответствии с моделью ММФ – однородного полубесконечного круглого стержня [44]: $f \approx \frac{2,9 C_{ЭВ}}{2\pi R} \simeq 13$ МГц.

На рис.4.13 приведена АЧХ выходного сигнала, полученная в условиях ($H_0 \simeq 70$ Э; $\Delta H \simeq 30$ Э; при длине консоли $L \simeq 3$ мм). Наблюдаемая резонансная частота $f_{\text{эксп}} \simeq 10,7$ МГц несколько меньше расчетного значения, при этом эквивалентную «добротность» оценим как $Q = \frac{f_{\text{эксп}}}{\Delta f_{1/2}} \simeq 27$. Полученные величины качественно согласуются с аналогичными оценками [44]. В данном случае трудно ожидать количественного совпадения, т.к. исследуемый объект (ММФ) в действительности представляет собой сложную - многослойную (медно – никелевую) структуру с неизвестными граничными условиями на поверхности контакта кварцевая оболочка – металлическое покрытие, которая, очевидно, описывается более сложными уравнениями, чем модельный полубесконечный круглый волновод из однородного материала. С целью оценки пространственного распределения колебаний вблизи торца, на участки световода, удаленные от торца на $1,5 \div 2$ мм наносились вязкие полимерные вещества (силикон, эпоксидная смола, канифоль), которые не

приводили к существенному изменению параметров колебаний, что подтверждает локализованный характер колебаний в области торца.

В данном случае никелевое покрытие MMF играет, вообще говоря, лишь вспомогательную роль – служит для магнитострикционного возбуждения колебаний.

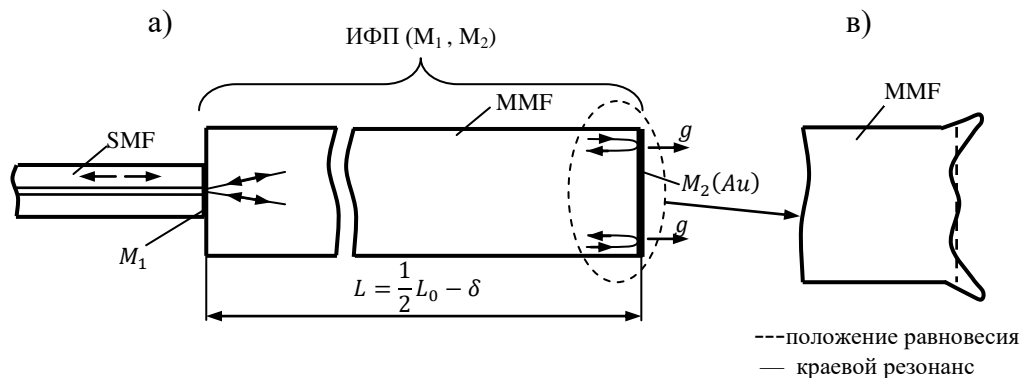
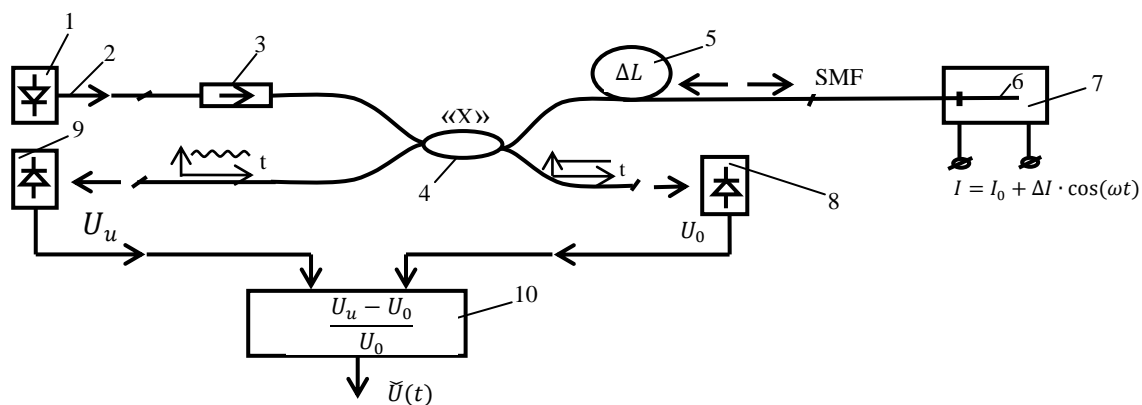


Рис.4.12. Волоконно – оптический интерферометр (высокочастотный).

1 – одночастотный лазер (1541,2 nm); 2 – одномодовый анизотропный световод («Panda»); 3 – волоконный изолятор (развязка ≥ 40 дБ); 4 – одномодовый волоконный мультиплексор; 5 – световод SMF – 28; 6 – многомодовый сегмент (MMF); 7 – термостат + электромагнит; 8, 9 - фотоприемники; 10 – блок обработки сигналов; 11 – узкополосный высокочастотный усилитель (селективный микровольтметр INCO).

Исходя из этого, нами предложен метод лазерного возбуждения осесимметричной моды краевого резонанса за счет силы давления света, распределенной и приложенной вдоль периметра сечения торца по касательной к образующей. Именно такое распределение реализуется при длине MMF

сегмента $L_{MMF} \approx \frac{1}{2} \cdot L_0 = \frac{2n \cdot d^2 c_0}{\lambda}$, когда сечение торца находится в области «пояска» SMS – структуры (раздел 4.2), при этом отраженное излучение формируется также вдоль периметра торца световода. При полной мощности лазерного излучения (P), падающей изнутри ММФ на торец, линейная плотность силы давления света $|\vec{g}|$, действующей на единицу длины периметра, нормально к поверхности торца, составляет:

$$|\vec{g}| = \frac{2R_2}{\pi} \cdot \frac{P}{c \cdot d} \quad (4.25)$$

В условиях модулированной мощности лазерного излучения $P(t) = 1/2P(1 + \cos \omega t)$ переменная составляющая плотности силы приводит к возбуждению осесимметричного краевого резонанса, который, в свою очередь, приводит к модуляции эффективного коэффициента отражения ММФ сегмента $R_{eff}(t) = \bar{R} + \Delta R(P) \cdot \cos(\omega t + \varphi)$, где φ – сдвиг фаз между мощностью и колебаниями торца. В итоге, возникает «самомодуляция» интенсивности отраженного сигнала $P_R(t) = P(t) \cdot R_{eff}(t)$, приводящая к появлению в отраженном сигнале гармонических компонент, зависящих от локализованных колебаний. Амплитуда колебаний пропорциональна мощности излучения, $\Delta R \sim P$, которая вблизи собственной частоты, $f \approx f_0$ имеет резонансный характер. При этом благодаря ИФП на основе ММФ достигается значительное повышение эффективности возбуждения колебаний, обусловленное многократной циркуляцией излучения в ММФ сегменте. Предельная импульсная мощность в ММФ, ограничена нелинейными эффектами, которая при значительном диаметре сердцевинки ММФ может достигать, $P \approx 10^4$ Вт, что соответствует, например, при диаметре сердцевинки ММФ, $d \approx 200 \mu m$, интенсивности $I \approx 30 \frac{МВт}{см^2}$, которая, по крайней мере, на два порядка ниже предельной величины для «чистых» кварцевых световодов [257]. В этом случае оценки амплитуды резонансных колебаний (A) в условиях краевого резонанса, возбуждаемого линейной плотностью сил (4.25), составляют, $A \approx 30 \div 50 \mu m$. (полагаем, $Q \gtrsim 20$). Таким образом явление

краевого резонанса открывает возможности для создания высокочастотных оптоволоконных МОМРС, реализуемых в полностью волоконном исполнении. Отметим, что существенное снижение интенсивности излучения (на порядок) может быть достигнуто за счет использования ММФ сегментов из более «мягких» - полимерных материалов (например, РММА), приводящих, однако, к уменьшению резонансных частот МОМРС.

В связи с тем, что в рассматриваемых МОМРС с «краевым» резонансом отсутствуют дополнительные связи, накладываемые на колебательное звено из-за краевых условий (условий закрепления), которые, как правило, являются дополнительным источником дрейфа резонансной частоты, то данный подход открывает возможности для создания МОМРС с повышенной стабильностью характеристик. Отметим, что локализованные моды колебаний, в принципе, могут существовать также в области дефектов в упругих телах, так что в случае возможности их лазерного возбуждения они, вообще говоря, могут играть роль «естественных» микроосцилляторов.

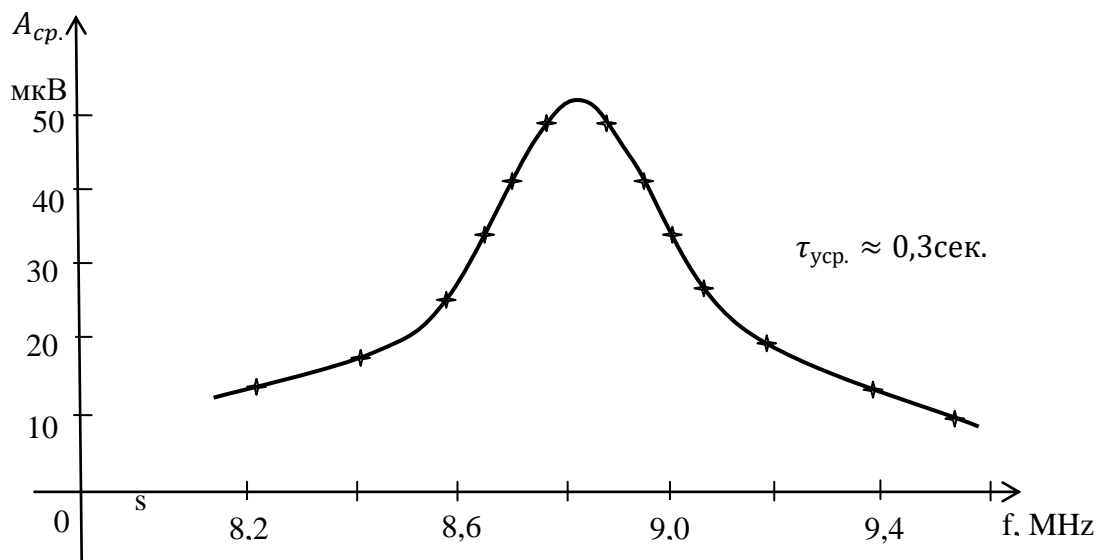


Рис.4.13. АЧХ в условиях магнитострикционного возбуждения колебаний. (Генератор сигн. спец. формы Г6 – 37; микровольтметр селективный В 6 - 10).

Выводы к ГЛАВЕ 4

1. Предложена «гидродинамическая» модель взаимодействия микро-(нано) световодов (МНС) с интенсивным излучением, с помощью которой исследована Эйлерова неустойчивость МНС. Получены приближенные формулы, описывающие зависимости Эйлеровой критической силы МНС и собственных частот мод изгибных колебаний от мощности излучения в МНС;
2. Показана возможность возбуждения мод собственных изгибных колебаний МНС в условиях параметрического резонанса; возможность автоколебаний в консольных МНС на высоких модах поперечных колебаний, получены критерии возбуждения указанных режимов колебаний.
3. Разработаны и исследованы оптоволоконные МОМРС, основанные на модуляции параметров оптического излучения в специальных световодах за счет: макро- и микроизгибных потерь; интерференции мод в SMS - структурах; туннелирования света, обусловленной лазерным возбуждением упругих волн и колебаний в сегментах СС;
4. экспериментально установлено существование «краевого» резонанса в области торца волоконного световода в металлическом (никелевом) покрытии, возбуждаемого за счет эффекта магнитострикции в никеле. Получены оценки эффективности возбуждения «краевого» резонанса за счет давления света, рассмотрены возможности реализации МОМРС, основанных на эффекте «краевого» резонанса в кварцевых волоконных световодах.

ГЛАВА 5. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ВОД И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ВЛ-МОМРС

Характеристики мод собственных колебаний МОМРС (частота, амплитуда, добротность, форма колебаний) существенно зависят от краевых условий и внешних воздействий на МОМРС, что открывает возможности для их применения в качестве сенсорных элементов (СЭ) датчиков, основанных на преобразовании измеряемого воздействия в изменение параметров собственных колебаний. Такие датчики относятся к классу резонансных (вибросочастотных) датчиков, которые обладают целым рядом особенностей [50,283]. В резонансных датчиках используется, в основном, зависимость собственной частоты от измеряемых воздействий (полей), что обеспечивает им повышенную помехозащищенность, большой динамический диапазон измерений, делает их эффективными, а в ряде случаев - незаменимыми при решении многих научно-технических задач, связанных, например, с измерением вязко-упругих констант материалов в динамических условиях; определением внутренних механических напряжений в образцах – колебательных элементах; исследованием адсорбционно-десорбционных процессов, протекающих с налипанием (испарением) присоединенной массы; фазовых переходов, физико-химических реакций, протекающих с выделением (поглощением) тепла, изменением кристаллической структуры и др., приводящих к изменению резонансной частоты, добротности КЭ. Благодаря малым размерам микроосцилляторов достигается качественное улучшение характеристик резонансных датчиков, а в ряде случаев – рекордные показатели [56,284]. Отметим, что микросистемы незаменимы в качестве многофункциональной платформы при исследовании физико-механических свойств биологических объектов [11,57].

Совмещение технологий волоконной оптики и мехатроники открывает возможности для создания волоконно-оптических модификаций резонансных датчиков, приобретающих целый ряд дополнительных качеств, присущих ВОД: пассивность и отсутствие каких-либо электрических цепей в зоне измерения;

дистанционность контроля; выполнение сенсорных элементов в полностью диэлектрическом исполнении снимает проблему электромагнитной совместимости, устойчивости к помехам (наводкам), гальванической развязки между датчиком и объектом контроля; высокая устойчивость к химически агрессивным средам; полная пожаро-взрывобезопасность, искрозащищенность; оптимальные весо-габаритные параметры и др., которые существенно расширяют области применений резонансных ВОД при решении как научно-технических, так и практических задач [285*]. Разработкам резонансных ВОД (РВОД) как в России, так и за рубежом уделяется большое внимание [3,51,286-288], при этом исследования направлены как на совершенствование известных, так и поиск новых принципов построения РВОД. Важно подчеркнуть, что в существующих резонансных ВОД оптическое возбуждение и считывание параметров колебаний МОМРС, осуществляются с помощью источников излучения (как правило - двух) с четко заданными характеристиками, что, по существу, исключает влияние, в частности, «обратноотраженного» излучения.

В настоящей работе представлено направление исследований, связанное с разработкой автогенераторных РВОД, в которых взаимодействие между МОМРС и ВЛ в лазерной системе играет ключевую роль [36,37], что обеспечивает, в частности, возможность совмещения каналов возбуждения и считывания параметров колебаний. Эффект взаимодействия также проявляется в существенном снижении требований к характеристикам источника излучения и микроосциллятора, необходимых для возбуждения автоколебаний МОМРС [3,13]. В данном разделе приведены результаты дальнейших исследований в этом направлении, в частности, рассмотрены процессы установления (срыва) автоколебаний; предложены новые способы реализации резонансных ВОД температуры [289*], магнитного поля [290*,291*], электрического поля и электрического тока [163*,292*], основанные на зависимости резонансной частоты МОМРС от измеряемых величин и способы их мультиплексирования [293*,294*]. Предложены решения [295*], обеспечивающие функционирование

автоколлиматорных схем на основе МОМРС в широком диапазоне температур, что расширяет условия работы ВЛ-МОМРС и, соответственно, РВОД.

Основное внимание уделено исследованию РВОД на основе полностью волоконных лазерных систем ВЛ-МОМРС с оптоволоконными микроосцилляторами, разработанными в настоящей работе (гл.4). Наряду с автогенераторными схемами, рассмотрены также принципы построения РВОД на основе ВЛ-МОМРС, использующих режимы вынужденных и свободных колебаний МОМРС. Показано, что на основе «коротких» ВЛ (с длиной 3–4 см.) можно реализовать ВЛ-МОМРС в миниатюрном исполнении, которые целиком входят в состав измерительного преобразователя автогенераторного РВОД. Экспериментально продемонстрирована возможность создания резонансных ВОД, использующих термофлуктуационные колебания оптоволоконных микроосцилляторов, не требующих специальных источников возбуждения колебаний. Предложены варианты реализации многоканальных измерительных систем, основанных на частотном методе разделения измерительных каналов. Приведены результаты разработки и практического применения многопараметрических контрольно-измерительных систем на основе ВЛ-МОМРС, функционирующих в качестве составной части систем мониторинга технического состояния несущих конструкций строительных сооружений.

Отметим также, что уникальные термооптические и термомеханические свойства кремниевых МОМРС, сформированных на торце кварцевых волоконных световодов, позволяют создавать ВОД температуры, которые благодаря высокой точности, микроминиатюрности находят применение в решении важных, актуальных проблем в области лазерной медицины [296*,297*].

5.1. Автогенераторные схемы виброчастотных ВОД на основе ВЛ-МОМРС

При решении многих научно-технических задач и проведении точных измерений в промышленности широкое применение нашли так называемые «струнные» датчики, являющиеся одной из разновидностей резонансных

(вибросочастотных) датчиков [50]. Принцип их действия основан на зависимости резонансной частоты поперечных колебаний металлической струны (ленты) от контролируемых параметров (механической силы, температуры, состава окружающей среды и др.). В настоящее время, в основном, именно струнные датчики используются в системах строительного мониторинга для контроля напряженно-деформированного состояния (НДС) несущих конструкций критически важных и уникальных строительных сооружений [49] (плотины ГЭС, защитной оболочки атомных реакторов АЭС, высотных зданий, спортивных сооружений и др.), а также в автоматизированных системах управления технологическими процессами (АСУТП). При этом усложнение объектов контроля, использование в них новых материалов, высокая энергонасыщенность и др. приводят к существенному ужесточению требований к контрольно-измерительным системам, что диктует необходимость их совершенствования и поиска новых принципов построения резонансных датчиков с улучшенными характеристиками.

В настоящем разделе приведены результаты экспериментальных исследований резонансных ВОД: относительных деформаций ($\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$), температуры (Т), механической силы ($|\vec{F}|$), разработанных нами на основе автогенераторных схем ВЛ-МОМРС с оптоволоконными микроосцилляторами, выполняющими роль сенсорных элементов ВОД. В предложенных ВОД используется один и тот же базовый принцип работы - зависимость резонансной частоты КЭ - сенсорного элемента в виде оптоволоконного микроосциллятора, от продольных напряжений, возникающих под действием измеряемых воздействий. Эскизы основных узлов и фотографии измерительных преобразователей макетов резонансных ВОД силы, относительных деформаций, температуры представлены в приложении (Приложении С). Такой подход можно реализовать с помощью оптоволоконных МОМРС, использующих как макроизгибы, так и интерференцию мод в SMS – структурах (гл.4). В этой связи отметим, что в

разработанных ВОД использованы оптоволоконные МОМРС именно на основе сегментов металлизированных световодов с макроизгибом, так как в этом случае сборка и монтаж ключевых узлов - колебательных элементов в виде металлизированных световодов может осуществляться (в перспективе) методом пайки (вместо клеевых соединений), что способствует повышению стабильности характеристик и срока службы ВОД, расширению условий эксплуатации.

Конструкция преобразователя деформаций (ПД) допускает закладку ПД непосредственно в бетон, при этом «гантелеобразная» форма обеспечивает адекватную передачу «продольных» деформаций бетона в растягивающие механические напряжения оптоволоконного КЭ, изменяющие его резонансную частоту $f_1(\varepsilon)$. Измерение температуры (Т) основано на температурном смещении резонансной частоты КЭ, $f_2(T)$ вследствие продольных напряжений, возникающих из-за разницы КТР оптоволоконного КЭ и металлического (латунного) корпуса преобразователя температуры.

Результаты лабораторных испытаний рассматриваемых ВОД приведены на рис.5.1. Разработанные ВОД обеспечивают возможность контроля деформаций и температуры в пределах диапазонов, необходимых для задач строительного мониторинга [298*,299]: $\varepsilon = 0 \div 3 \cdot 10^{-3}$ ($0 \div 3000 \mu\varepsilon$); $-40^\circ\text{C} \lesssim T \lesssim 70^\circ\text{C}$, . Погрешности измерений созданных ВОД, определяемые, в основном, уровнем флуктуаций частоты автоколебаний, приводят к значениям: $\Delta T = \pm 0,2^\circ\text{C}$, $\Delta\varepsilon = \pm 2 \cdot 10^{-6}$, которые в 1,5 – 2 раза меньше погрешностей серийных струнных датчиков [299]. На рис.5.2 приведена диаграмма деформаций «бетона» $\sigma(\varepsilon)$, полученная с использованием разработанного макета ВОД деформаций при нагрузочных испытаниях бетонной прямоугольной призмы с размерами $120 \times 80 \times 80 \text{ мм}^3$ с замоноличенным (заложеным) в бетон ППД, находящимся в центре бруска. Для независимого контроля использован стандартный тензометр сопротивления «ДТ», который приклеен к боковой поверхности призмы.

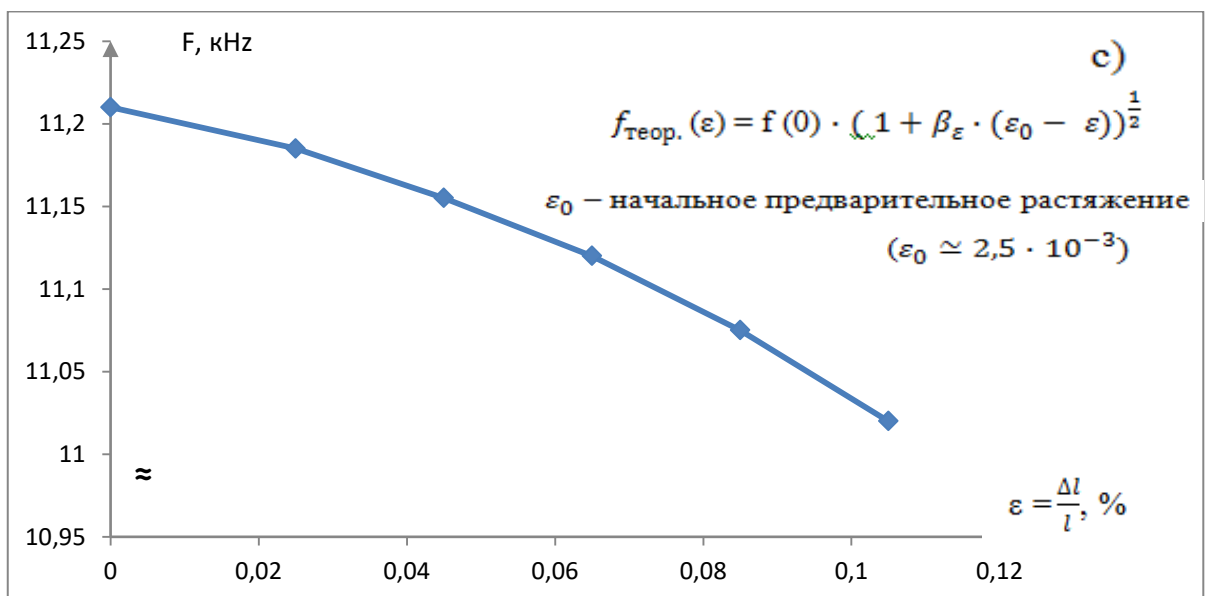
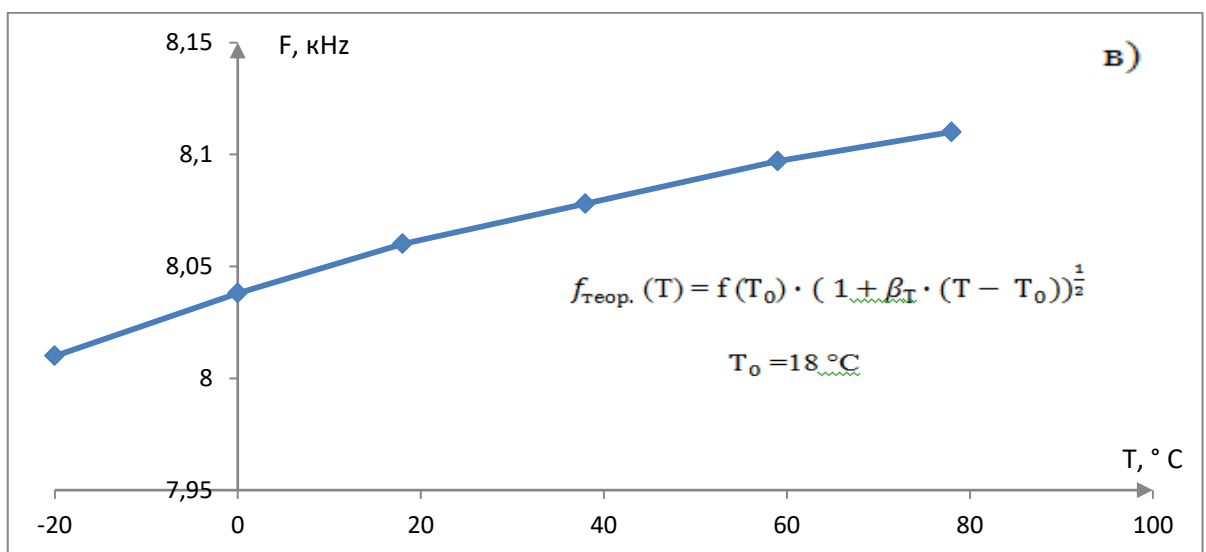
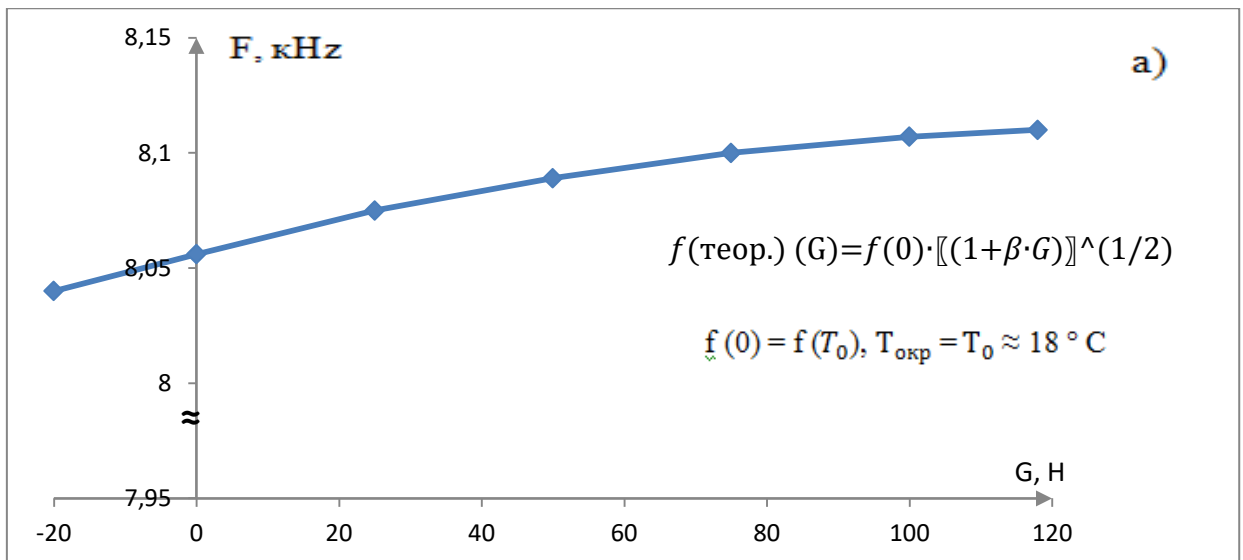


Рис. 5.1. Функции преобразований (градуировочные кривые) макетов автогенераторных ВОД силы (а); температуры (в); относительных деформаций (сжатия) (с)

Наблюдается качественное сходство кривых деформаций с ярко выраженными петлями гистерезиса, характерными для бетона [300].

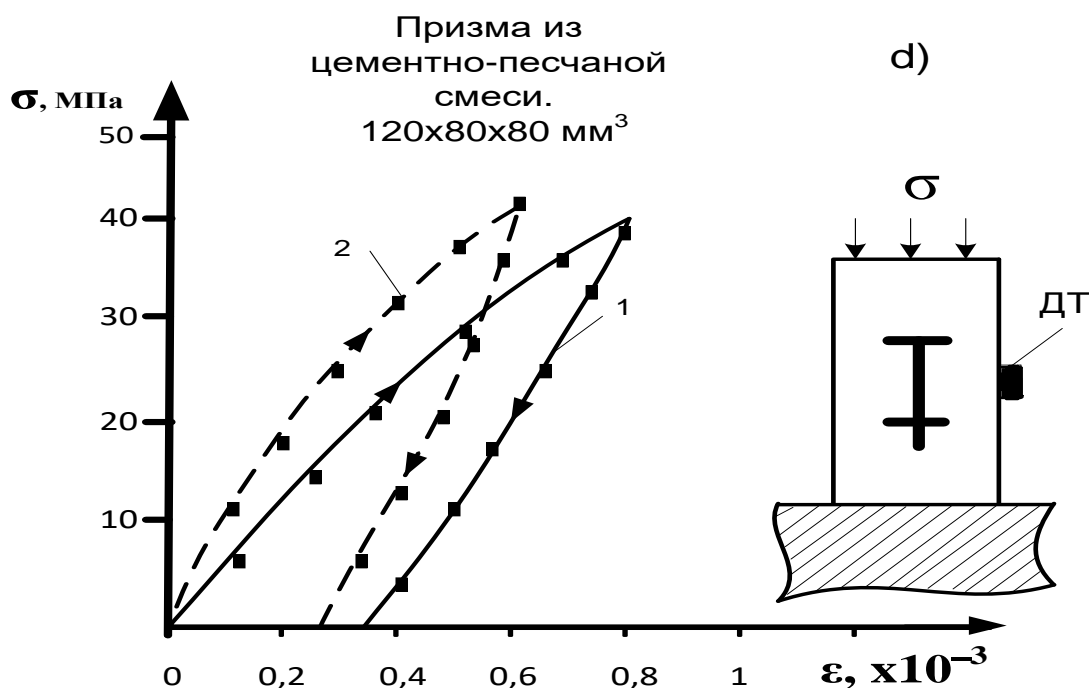


Рис. 5.2. Диаграмма деформаций сжатия бетона (цементно-песчаной смеси).
1 – данные ВОД; 2 – данные ДТ.

5.2. Волоконно-оптический частотный датчик переменного давления в газообразных и жидких средах

В данном разделе представлены результаты исследований переходных процессов в ВЛ-МОМРС; резонансных ВОД переменного давления, основанных на автомодуляционных режимах генерации в миниатюрных ВЛ-МОМРС; получены оценки чувствительности частотных ВОД звукового давления в газообразных и жидких средах [301*].

В ВЛ-МОМРС возможна модуляция частоты автоколебаний $\tilde{F} \approx f(t)$ под действием переменного (с частотой Ω) внешнего воздействия (поля) на микроосциллятор - сенсорный элемент, которая позволяет определить характеристики поля путем обработки сигналов в «высокочастотной» области ($f \gg \Omega$), что способствует повышению соотношения сигнал/шум в

измерительных системах [302]. При этом возбуждение автоколебаний в ВЛ-МОМРС при весьма умеренных значениях механической добротности МОМРС $Q \geq 10$, соответствующих микроосцилляторам, находящимся в достаточно плотных газообразных или даже жидких средах, существенно расширяет условия и области применений рассматриваемых ВОД. В этой связи лазерные системы ВЛ-МОМРС представляют интерес как основа для разработки частотных датчиков переменного давления (ВОДД), открывающих, в частности, перспективы создания многоканальных волоконно-оптических микрофонов (гидрофонов) с частотным разделением измерительных каналов, обладающих, благодаря частотной форме представления измеряемой величины, высокой помехозащищенностью, большим динамическим диапазоном.

Схема исследованного ВОДД на основе ВЛ-МОМРС представлена на Рис.5.3. Лазерная система реализована с помощью миниатюрного иттербиевого волоконного лазера (Yb^{+3}) - ИВЛ и кремниевой МОМРС с топологией «микробалка на мембране» монолитной конструкции, являющейся СЭ оптоволоконного преобразователя давления (ОПД). Отметим, что подобные МОМРС-СЭ могут быть созданы из широкого круга материалов [61]. Миниатюрный ИВЛ на основе одномодового иттербиевого (Yb) - активного световода (АС) с накачкой в сердцевину ($\lambda_p \approx 976 \text{ nm}$, $\lambda_s \approx 1030 \text{ nm}$) с полной длиной не более 45mm характеризуется частотой релаксационных колебаний $f_{rel} \approx 10 \div 600 \text{ kHz}$, средней выходной мощностью лазерного излучения, достигающей $\bar{P}_s \approx 10 \text{ mW}$, которые обеспечивают условия резонанса ($f_{rel} \cong f$) и возможность реализации синхронных автоколебаний в ИВЛ-МОМРС. Указанные характеристики достигнуты благодаря использованию в ИВЛ одномодового АС с повышенной концентрацией иттербия со следующими параметрами: модовый диаметр $d_{co} \approx 4 \mu\text{m}$; $\Delta n \approx 0,016$; $\lambda_{отс.} \approx 920 \text{ nm}$; $c_{Yb} \approx 7\%$ (весовых); $l_{AC} \approx 35 \text{ mm}$; коэффициент поглощения $\alpha_{974,5} \approx 2 \text{ dB/mm}$.

В лазерном резонаторе МОМРС играет роль внешнего отражателя, который совместно с полупрозрачным зеркалом - тонкопленочной структурой на торцевой поверхности АС, формируют нелинейный интерферометр Фабри-Перо (ИФП), играющий роль одного из зеркал ИВЛ. Роль второго зеркала выполняет волоконная Брэгговская решетка (FBG), прозрачная на длине волны накачки АС, но полупрозрачная на линии лазерной генерации ($\lambda_s \approx 1030 \text{ nm}$, $T_s \approx 7\%$, $R_s \approx 93\%$), что позволяет в схеме ВОД контролировать динамику интенсивности лазерного излучения в ИВЛ-МОМРС, $U(t) \sim I_s(t)$. Для демодуляции частотно-модулированного сигнала, $U(t)$ использован резонансный контур, настроенный на частоту $f_k \approx f \cdot \left(1 \pm \frac{1}{Q_k}\right)$, близкую к собственной частоте микроосциллятора, Q_k - добротность контура; дрейф амплитуды сигнала компенсируется с помощью автоматического регулятора усиления (АРУ).

Основными элементами рассматриваемой МОМРС являются колебательный элемент в виде микробалки на опорах, возбуждаемое лазерным излучением и микромембрана, воспринимающая переменную составляющую ($p(t)$) полного давления в среде, $P(t) = \bar{P} + p(t)$, $p(t) = p \cdot \cos(\Omega t)$, ($p \ll \bar{P}$). Динамические деформации микромембраны, обусловленные переменным давлением, посредством опор преобразовываются в продольные механические напряжения в микроосцилляторе, вызывающие модуляцию резонансной частоты $f(t)$. Эффективность подобных СЭ при измерении постоянного давления продемонстрирована в ряде работ [303].

Чувствительность СЭ к переменному давлению $S = \frac{1}{f} \frac{df}{dp}$ зависит, (в отличие от случая постоянного давления) не только от параметров МОМРС (СЭ), но также от физических свойств среды, условий и характера взаимодействия СЭ со средой, которые, в свою очередь, зависят от соотношений частот $\frac{\Omega}{\nu}$, $\frac{\Omega}{f}$; (ν - собственная частота основной моды поперечных колебаний микромембраны), а также от соотношений между характерными

размерами МОМРС (L) и длиной звуковой волны в среде ($\lambda_{зв.} = \frac{2\pi c}{\Omega}$, где c – скорость звука в среде). Режимы измерений в типичных «квазистационарных» условиях ($L \ll \lambda_{зв.}$; $\Omega \ll \nu, f$), соответствуют модели, в которой микромембрана СЭ граничит с двумя однородными средами с разностью давлений $p(t)$ (внутри и снаружи ОПД), при этом отклик СЭ на переменную компоненту $p(t)$ описывается, в силу $\Omega \ll \nu, f$, в «статическом» приближении.

С целью обеспечения высокой чувствительности ВОДД именно к переменной составляющей давления предложена конструкция СЭ (Прил.4), в которой микромембрана прямоугольной формы закреплена к корпусу МОМРС лишь вдоль одной пары противоположных сторон, при этом между свободными краями и корпусом СЭ выполнены зазоры определённой ширины ($\Delta < 1 \mu m$), обладающие заданным акустическим сопротивлением в интересующем диапазоне частот (Ω). Указанные зазоры определяются компромиссными условиями: с одной стороны, выравниванием статического давления снаружи и внутри ОПД (включая полость ИФП), с другой – изоляцией внутренней области преобразователя от колебаний давления в среде, при этом в рассматриваемых СЭ для повышения эффективности преобразования деформаций микромембраны в продольные механические напряжения микроосциллятора существенно увеличена площадь подошвы опор.

В рамках указанного приближения расчеты характеристик мод собственных колебаний и чувствительности СЭ, находящихся в газообразной или жидкой среде, могут быть проведены единым образом [304,305]; при этом собственные частоты (ν, f) мод поперечных колебаний микромембраны и микроосциллятора, моделируемых микробалками соответственно с опёртыми ($t \ll H$) и заделанными краями, составляют:

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{1}{4Q_\nu^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 + k_\nu \frac{\rho_c B}{\rho H}\right)^{-1/2}, \quad (5.1)$$

$$f(t) = f_0 \left(1 - \frac{1}{4Q_f^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 + k_f \frac{\rho_c b}{\rho h}\right)^{-1/2} \cdot \left(1 + 0,3 \left(\frac{l}{h}\right)^2 \cdot \varepsilon(t)\right)^{1/2}, \quad (5.2)$$

где $\nu_0 \approx 0,46 \cdot \frac{H}{L^2} \cdot \left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/2}$; $f_0 \approx 1,03 \cdot \frac{h}{l^2} \cdot \left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/2}$ – соответствующие резонансные частоты в вакууме; $Q_{v,f}$ – добротности микромембраны и микроосциллятора в среде (в воздухе $Q_{v,f} \cong 10 \div 10^3$; в жидкостях $Q_{v,f} \cong 3 \div 30$ [302]); ρ_c, ρ – соответственно плотности среды и материала МОМРС; E – модуль Юнга; коэффициент $k_{v,f} \approx 1$; $\varepsilon(t) = \frac{\Delta l}{l}$ – относительное удлинение КЭ, обусловленное деформацией микромембраны:

$$\varepsilon(t) \approx \frac{3}{4(1+\kappa)} \cdot \frac{dL^2}{H^3} \cdot \frac{p(t)}{E} \quad (5.3)$$

где параметр $\kappa = \frac{12 \cdot bhd^2}{B \cdot H^3}$ учитывает уменьшение деформаций микромембраны из-за «обратного» влияния микроосциллятора. Формула (5.3) получена без учета компенсирующей силы «упругости», действующей на микромембрану со стороны среды, заполняющей полость ОПД. В случае газообразных сред с большой объёмной сжимаемостью $\beta_r = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta p} \approx 10^{-5} Pa^{-1}$ (в н.у.), указанный эффект не приводит к заметной погрешности, однако для жидкостей с типичными значениями $\beta_{ж} = (2 \div 10) \cdot 10^{-10} Pa^{-1}$, данное приближение справедливо лишь при достаточно больших объёмах полости ОПД $V \gg V_{кр}$, где критический объём $V_{кр} \approx \frac{5}{64} \cdot \frac{1}{E\beta_{ж}} \cdot \frac{L^5 B}{H^3}$. Подчеркнем, что в данном случае лазерная система ИВЛ – МОМРС вся целиком входит в состав измерительного преобразователя ВОДД.

В силу равенства гидростатического давления внутри и снаружи преобразователя среднее значение базы ИФП не зависит от абсолютного давления в среде ($H_0 = const$), что обеспечивает, с учетом высокой стабильности линии генерации ВЛ, (определяемой, в основном, спектральными свойствами лазерного резонатора с Брэгговской решеткой ($\Delta\lambda_{FBG} \leq 0,1 nm$)), необходимую стабильность положения «рабочей точки» ИФП в зоне

возбуждения автоколебаний и оптимальные режимы работы в жёстких условиях эксплуатации ВЛ-МОМРС.

В условиях внешних возмущений автогенераторы вблизи стационарного состояния проявляют свойства высокоизбирательного фильтра с некоторой эквивалентной полосой пропускания (Δf) [306], поэтому характер отклика лазерной системы ВЛ-МОМРС в режиме автоколебаний на возмущение (в данном случае – переменное давление) существенно зависит от длительности переходных процессов в ВЛ – МОМРС, в частности, времен установления (τ_{\uparrow}) и срыва (τ_{\downarrow}) автоколебаний в лазерной системе $\Delta f \approx 1/\tau_{\uparrow,\downarrow}$. Исходя из упрощенной модели, представляющей ВЛ – МОМРС в виде системы двух связанных осцилляторов (лазерной подсистемы и микроосциллятора) каждый из которых характеризуется индивидуальными временами установления (затухания) собственных (свободных) колебаний, следует ожидать, что переходные процессы в связанной системе в целом определяются поведением наиболее добротного осциллятора, в данном случае – микроосциллятора, обладающего значительным временем затухания собственных (свободных) колебаний $\tau_0 \approx \frac{Q \cdot T}{\pi}$, где $T = f^{-1}$ – период колебаний микроосциллятора. С целью оценки значений длительностей переходных процессов в ВЛ – МОМРС в режиме автоколебаний $\tau_{\uparrow,\downarrow}$ нами проведено численное моделирование динамики ВЛ-МОМРС в условиях достаточно резкого циклического изменения мощности накачки, приводящего к срыву и, затем, к восстановлению автоколебаний, результаты которого приведены на рис.5.11-12. Видно, что, например, в условиях, когда непрерывная мощность накачки составляет $p_p \approx 1,3 \cdot p_{p.п2}$, ($p_{p.п2}$ - порог возбуждения автоколебаний) длительности переходных процессов можно оценить как: $\tau_{\uparrow,\downarrow} \approx k_{\uparrow,\downarrow} \cdot \tau_0$, где $k_{\uparrow,\downarrow} \approx 1 \div 3$.

На рис.5.4 представлены результаты экспериментального исследования процессов установления и срыва автоколебаний в ИВЛ-МОМРС, полученные в условиях быстрого изменения рабочей точки – ее возврата в зону возбуждения автоколебаний и удаления из нее путем резкого изменения базы ИФП с

помощью пьезоэлектрического преобразователя. Наблюдаемые длительности фронтов установления и срыва автоколебаний ($\tau_{\uparrow}, \tau_{\downarrow}$) составляют: $\tau_{\uparrow, \downarrow} \approx 0,1 - 0,12 \text{ ms}$, которые качественно соответствуют оценкам: $\tau_{\uparrow, \downarrow} \approx k \cdot \frac{Q_f}{\pi \cdot f}$, где $k \approx 1$.

С учётом (2,3), при условии $\varepsilon \ll \left(\frac{h}{l}\right)^2$, чувствительность СЭ составляет:

$$S \approx \frac{0,11}{1+\kappa} \cdot \left(\frac{l}{h}\right)^2 \cdot \frac{dL^2}{H^3 E} \quad (5.4)$$

порог чувствительности (ВОДД) оценим как $p_n \approx S^{-1} \cdot \left(\frac{\Delta F}{F}\right)_{\text{фл.}}$, где $\left(\frac{\Delta F}{F}\right)_{\text{фл.}}$ – относительные флуктуации частоты автоколебаний. В (Приложении Е) приведены численные оценки резонансных частот, критические объемы и чувствительности ВОДД с конкретными типами СЭ из кремния (Si) и полимера (SU – 8), находящихся в воздухе и в воде.

Экспериментальное исследование модуляции характеристик автоколебаний в ИВЛ-МОМРС в условиях воздействия на микроосциллятор звуковой волны (в воздухе) выполнено с помощью ОПД на основе кремниевых МОМРС-СЭ с параметрами: $l \times b \times h = 270 \times 8 \times 3 \text{ } \mu\text{m}$; $f = 310 \text{ kHz}$, $Q_f = 170$ (на воздухе); $L \times B \times H = 1000 \times 1000 \times 10 \text{ } \mu\text{m}$; $\nu = 40 \text{ kHz}$ (квадратная микромембрана закреплена по всему периметру!).

Установлено, что в диапазоне звуковых частот $\frac{\Omega}{2\pi} = 60 \div 800 \text{ Hz}$ $\left(\frac{\Omega}{2\pi} \ll \frac{1}{\tau_{\uparrow} + \tau_{\downarrow}}\right)$ четко наблюдается модуляция частоты автоколебаний, при этом в условиях регистрации звукового давления с фиксированной частотой $\frac{\Omega}{2\pi} = 300 \text{ Hz}$ пороговая чувствительность (в узкой полосе 10 Гц) составляет $p_n = 0,3 \text{ Pa}$. Динамический диапазон ВОДД ограничен нелинейностью отклика, обусловленной, в частности: нелинейным характером деформаций микромембраны при значительных амплитудах колебаний; нелинейной зависимостью собственной частоты микроосциллятора (формула (2)) и неизохронностью колебаний, которые приводят к оценке динамического диапазона ВОДД $\frac{\bar{P}}{P_n} \approx 3 \cdot 10^3$.

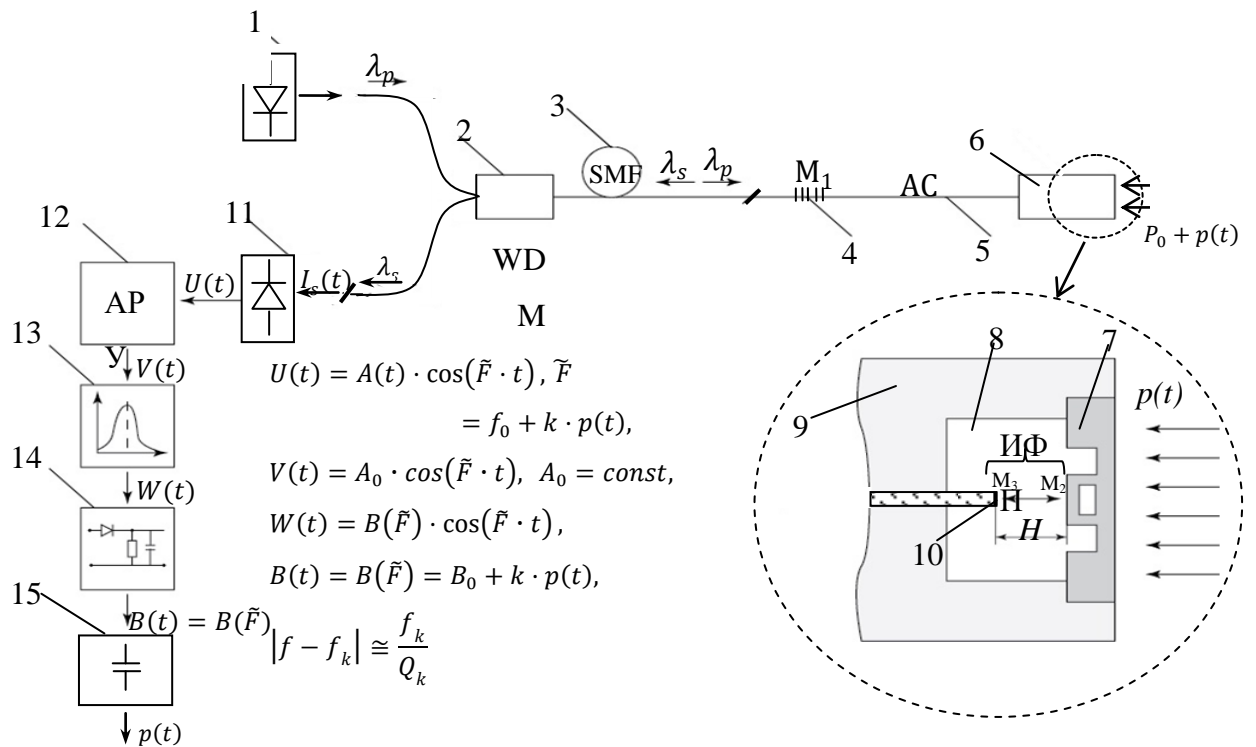


Рис.5.3. Схема автогенераторного волоконно-оптического датчика переменного давления: 1- ПЛ накачки ($\lambda_p = 976 \text{ nm}$); 2 – волоконный спектральный мультиплексор ($WDM - 980/1060$); 3 – пассивный волоконный световод ($SMF - 1060$); 4 – волоконная Брэгговская решетка ($\lambda_{FBG} \cong 1030 \text{ nm}$; $\Delta\lambda_{FBG} \leq 0,1 \text{ nm}$); 5 – одномодовый иттербиевый (Yb^{+3}) активный световод (AC); 6 – оптоволоконный преобразователь давления (ОПД); 7 – МОМРС-сенсорный элемент; 8 – внутренняя полость ОПД; 9 -корпус ОПД; 10 – полупрозрачная тонкоплёночная структура ($SiO_2 + ZrO_2$) на торцевой поверхности AC; 11 – фотоприёмник; 12 – автоматический регулятор усиления сигнала (АРУ); 13 – колебательный контур (f_k, Q_k); 14 – амплитудный детектор; 15 – фильтр низких частот.

По нашим оценкам, оптимизация параметров ВЛ и СЭ, обеспечивающие $\left(\frac{\Delta F}{F}\right)_{\text{фл.}} \leq 10^{-6}$, позволяет создавать ВОДД с характеристиками, не уступающими современным образцам «точечных» акустических ВОД [307].

Важно отметить, что лазерное возбуждение резонансных колебаний МОМРС открывает возможности для «самодиагностики» характеристик ВОД [308*], способствующей расширению условий функционирования, срока службы и областей применения ВОД. Метод лазерно-оптического возбуждения

колебаний и деформаций чувствительных элементов может эффективно применяться также в других типах ВОД [309*].

Таким образом, показана возможность реализации автогенераторного ВОД переменного давления, основанного на модуляции резонансной частоты микроосциллятора звуковым давлением в газообразных и жидких средах, в котором лазерная система ВЛ – МОМРС целиком входит в состав первичного измерительного преобразователя ВОД.

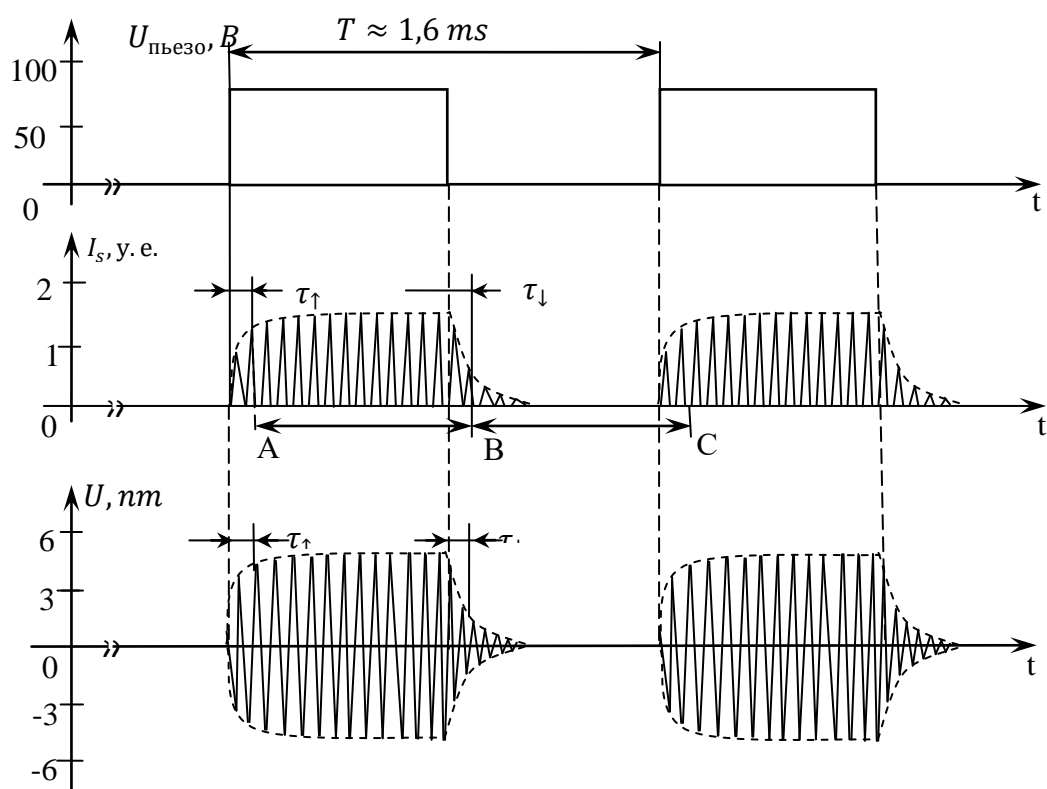


Рис.5.4. Осциллограммы переходных процессов (установление, срыв) автоколебаний: $U_{\text{пьеzo}}$ - управляющее напряжение на пьезопреобразователе (а); интенсивность ВЛ (б); U - смещение микроосциллятора (с). В интервале (AB) существуют автоколебания $F = f$; (BC) - автоколебания отсутствуют.

5.3. Резонансные ВОД на основе ВЛ – МОМРС в режимах свободных и вынужденных колебаний микроосцилляторов

В частотных датчиках для определения параметров резонансных колебаний КЭ используются три основных режима работы: 1) вынужденные

колебания с частотой, плавно регулируемой («качающейся») вблизи резонанной (для определения амплитудно – (фазо) – частотных характеристик КЭ); 2) режим свободных колебаний, когда КЭ в результате импульсного воздействия (толчка) в дальнейшем совершает затухающие свободные (собственные) колебания, в течение которых осуществляется измерение параметров колебаний; 3) автоколебания, происходящие с частотой, близкой к резонансной частоте КЭ. В приведенных ниже схемах ВОД микроосциллятор выполняет двойную роль: 1) выступает как чувствительный элемент (сенсор) датчика, воспринимающий и преобразовывающий измеряемое воздействие в изменение резонансной частоты; 2) служит модулятором параметров оптического излучения, обеспечивая, тем самым, возможность регистрации резонансных колебаний. Нами экспериментально показано, что с помощью эрбиевых волоконных усилителей и лазеров с единой базовой схемой могут быть реализованы все три указанных режима функционирования ВОД [310*].

Возбуждение вынужденных и свободных колебаний микроосцилляторов осуществляется с помощью схемы, представленной на рис.5.5. За счет модуляции тока питания $I(t)$ лазера накачки (LD) осуществляется модуляция мощности излучения накачки (λ_p) по гармоническому закону $P_p(t) = 1/2 P_0 \cdot (1 + m \cdot \cos(2\pi f \cdot t))$ с глубиной модуляции, $m \leq 1$ и переменной частотой $f(t)$, которая медленно свипируется в окрестности резонансной частоты микроосциллятора ($f(t) \cong f_i$). При этом часть модулированного излучения накачки расходуется на накачку активного световода с линией усиления (λ_s), а оставшееся модулированное излучение $P_p^*(t)$, прошедшее через АС, $P_p^*(t) = k \cdot P_p(t)$, ($k < 1$), направляется на микроосциллятор для лазерного возбуждения вынужденных резонансных колебаний. Предложенный принцип возбуждения и регистрации колебаний МОМРС основан на инерции АС и возникающего в АС суперфлуоресцентного излучения в условиях модуляции излучения накачки. При условии $\tau_{sp} \cdot f \gg 1$, ($\tau_{sp} \gg T_i$), где τ_{sp} - время послесвечения люминесценции АС (спонтанное время жизни); T_i - период i -ой возбуждаемой

моды собственных колебаний МОМРС, ввиду значительной инерционности АС по сравнению с периодом модуляции накачки (колебаний МОМРС), излучение суперфлуоресценции (ASE), направляемое на микроосциллятор в качестве «зондирующего» излучения, имеет практически постоянную мощность $P_s(t) = \bar{P}_s + \Delta P_s(t)$, где $\Delta P_s(t) \ll \bar{P}_s$ и, тем самым, может использоваться для регистрации колебаний микроосциллятора. Т.к. с ростом частоты колебаний глубина модуляции мощности зондирующего излучения падает: $\frac{\Delta P_s}{\bar{P}_s} \leq \frac{m}{1+m} (1 + (2\pi f \cdot \tau_{sp})^2)^{-1/2}$, то в рассматриваемых схемах ВОД целесообразно использовать АС с большим временем послесвечения, которое в ЭИВЛ составляет $\tau_{sp} \cong 10 \div 12 \text{ ns}$, тогда как в АС на основе, например, неодима (Nd) или иттербия (Yb) $\tau_{sp} \leq 1 \text{ ns}$. Зондирующее излучение, отраженное от микроосцилляторного сенсора с переменным (модулированным) коэффициентом отражения $R(t) = \bar{R} + \Delta R(t)$, в результате повторного прохождения через АС (в обратном направлении) значительно усиливается и поступает в фотоприемник (PD). При этом информация о параметрах колебаний микроосцилляторов содержится в зависимости $\Delta R(t)$, которая, в свою очередь, определяется в результате анализа переменной части выходного (информационного) сигнала фотоприемника, описываемого функцией: $\tilde{U}(t) \approx G \cdot P_s \cdot \Delta R(t) + (1 + \bar{R} \cdot G) \cdot \Delta P_s(t)$, где G - коэффициент усиления АС (за один проход). При условии $\frac{\Delta R}{\bar{R}} \gg \frac{m}{1+m} (2\pi f \tau_{sp})^{-1} \cdot (1 + 1/G\bar{R})$, вкладом остаточной модуляции $\Delta P_s(t)$ в информационный сигнал можно пренебречь. Примечательно, что благодаря указанному оптическому усилению в схеме существенно увеличивается отношение сигнал/шум (С/Ш) для информационного сигнала, что соответственно, способствует повышению точности измерения ВОД. Например, в исследованных схемах ВОД с резонансными частотами МОМРС $f_i = 100 \div 150 \text{ kHz}$, увеличение С/Ш, обусловленное оптическим усилением отраженного сигнала в АС с длиной 6 м, достигает 17 раз (в частотной полосе $\Delta f = 100 \text{ Hz}$). Минимальное значение

частотной полосы Δf ограничено обеспечением минимального быстродействия (постоянной времени) датчика τ_{rel} , ($\Delta f \gtrsim 1/\tau_{rel}$). Отметим, что, в принципе, возможна полная «развязка» информационного сигнала от остаточной модулированной компоненты зондирующего излучения благодаря использованию методов фазового детектирования модулированных сигналов.

В предложенной схеме с целью устранения нежелательного (паразитного) отражения излучения от торцевой поверхности выходного одномодового световода, направляющего излучение на чувствительную площадку фотоприемника, к волоконному выходу (2) мультиплексора (WDM) подключен (с помощью сварки) отрезок многомодового «ступенчатого» световода (ММ) с большим диаметром сердцевины ($100 \mu m$), который выполняет роль оптического изолятора, подавляющего возможную (случайную) лазерную генерацию в схеме.

Режим свободных (собственных) колебаний в данной схеме реализуется также путем управления током питания LD , при котором временные зависимости мощности излучения накачки АС и ASE ($P_s(t)$) имеют вид, представленный на рис.5.6. В этом случае накачка АС осуществляется импульсами света сложной формы - с форсирующим передним фронтом, ($t_0 - t_1$) с пиковой мощностью P_f , при этом длительность форсирующего импульса (τ), возбуждающего свободные колебания МОМРС, существенно меньше периода колебаний ($\tau \ll 1/f_i$). Указанная на рис.5.6 временная зависимость мощности ASE реализуется при выполнении соотношения $\frac{P_f}{\bar{P}_p} = \frac{\tau_{sp}}{\tau}$, так что в силу, $\tau_{sp} \gg \tau$, имеет $P_f \gg \bar{P}_p$. Полагаем, что длительность основной (нижней) «полки» $T \gtrsim \tau_i$, где $\tau_i = \frac{Q_i}{\pi} \cdot T_i$ - характерное время затухания свободных колебаний микроосциллятора, Q_i - механическая (акустическая) добротность возбуждаемой i -ой моды микроосциллятора.

При указанных условиях короткий импульс форсирующего излучения накачки порождает свободные колебания микроосциллятора, которые при

$Q_i \gg 1$ существуют сравнительно долго, в соответствии с экспоненциальным законом затухания колебаний: $A(t) = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right)$. Измерение параметров свободных колебаний МОМРС осуществляется в течение времени $(t_1 \div t_2) \simeq \tau_i$ с помощью «пробного» (ASE) излучения, имеющего постоянную мощность, P_s . По аналогии с предыдущим случаем, здесь также используется эффект оптического усиления информационного сигнала в результате повторного прохождения через АС. Циклы измерений с импульсным возбуждением и затуханием колебаний могут осуществляться через интервалы времени, $\Delta T \gtrsim \tau + T + \tau_{sp}$, по прошествии которого практически полностью «стираются» следы от предыдущего цикла.

Автоколебания в рассматриваемых ВЛ – МОМРС реализуются путем перевода ВЛ в режим лазерной генерации. Необходимое для формирования лазерного резонатора зеркало (помимо МОМРС), может находиться, например, на стыке одномодового и многомодового световодов (отраженное излучение на рис.5.5 показано пунктирной стрелкой). Такой отражатель, как показывает практика, можно сформировать с помощью отражающих торцевых поверхностей (прямых сколов с зазором) указанных световодов, расположенных на фиксированном расстоянии. Автоколебания в системах ВЛ-МОМРС являются, по существу, проявлениями режимов пассивной модуляции добротности и пассивной синхронизации мод в ВЛ - МОМРС, рассмотренных в Гл.2 и 3.

Важно подчеркнуть, что рассматриваемая схема ВОД (рис.5.5) «инвариантна» к типу применяемого микроосцилляторного сенсорного элемента, который может быть выполнен как в микрообъемном (микрооптическом), так и в оптоволоконном исполнении.

В зависимости от типов микроосцилляторов возможны разные способы «включения» МОМРС в схему ВОД. На рис.5.5 схематично представлен сенсорный элемент с торцевой оптической связью между волоконным световодом и МОМРС. В этом случае роль колебательного звена выполняет,

например, микро (нано) балка с оптимальными для измеряемой величины краевыми условиями (микромостик, микроконсоль). Полупрозрачная торцевая поверхность световода и отражающая поверхность микробалки образуют интерферометр Фабри-Перо, высокочувствительный к колебаниям микроосциллятора с малой амплитудой $A \ll \lambda_s/4$. Важно отметить, что роль неподвижного зеркала ИФП может выполнять (вместо торцевой поверхности световода) отражающая поверхность подложки МОМРС, находящаяся «под» микроосциллятором (или над ним), формирующих совместно ИФП с фиксированной, высокостабильной исходной базой, задаваемой в этом случае конструкцией самой МОМРС (рис.2.9). Оптическое возбуждение колебаний МОМРС может осуществляться, например, за счет фототермического эффекта или силы давления света.

Сенсорные элементы могут быть выполнены также на основе оптоволоконных микроосцилляторов, рассмотренных в Гл.4. В этом случае в качестве колебательного элемента используются сегменты специальных световодов (СС), являющиеся частью полностью волоконной схемы ВОД. Резонансные колебания в таком сегменте могут возбуждаться, например, за счет фототермического эффекта или электрострикции, считывание которых осуществляется путем измерения модуляции амплитуды или фазы излучения в участке, вызванных изменениями потерь или длины оптического пути в колеблющемся фрагменте СС. Отметим, что в СС с Брэгговскими решетками колебания могут быть зарегистрированы также благодаря модуляции спектра отражения решетки [286].

Рассмотренные режимы возбуждения и считывания колебаний экспериментально реализованы с помощью ЭИВЛ на основе $Er \div Yb$ активных световодов (АС) с полупроводниковой накачкой ($\lambda_p = 976nm$), имеющих различные длины ($0,3 \div 6m$) и обеспечивающих оптическое усиление при однократном проходе $G \cong 5 \div 37$. В рассматриваемых ВЛ использованы

различные типы АС: с накачкой в одномодовую сердцевину; АС с двойной оболочкой и GTW – структуры с накачкой в многомодовую оболочку.

Измерение частоты колебаний осуществляется, в основном, двумя способами [50,283]: путем непосредственного отсчета частоты или же периода соответствующего сигнала. Первый метод используется в условиях медленной девиации частоты, второй – более сложный в реализации – обеспечивает максимальную разрешающую способность за минимальное время измерений. В связи с тем, что рассматриваемые ВОД разработаны с учетом перспектив применения (в первую очередь) в системах строительного мониторинга, где в большинстве случаев не требуется высокого быстродействия, то в рассматриваемых схемах отсчеты частоты производились за типичные времена усреднения $\tau = 1 - 10$ сек. В режимах вынужденных и автоколебаний измерение частоты осуществлялось с помощью стандартного электронносчетного частотомера (ЧЗ–163), а в режиме свободных колебаний использован специальный прибор – периодомер, предназначенный для опроса сигналов серийных струнных датчиков [299]. Следует подчеркнуть, что режим свободных колебаний целесообразно применять в случае достаточно высокодобротных микроосцилляторов ($Q \geq 100$), характеризующихся (после возбуждения) значительной длительностью «звона» $\tau_{зв.} \approx Q \cdot T$, в течении которого производится измерение периода (частоты) затухающих колебаний. В экспериментах использованы МОМРС на основе кремния и специальных световодов с резонансными частотами $f_i = 3 \div 400$ kHz и добротностью $Q_i = 50 \div 400$ (на воздухе). Экспериментальные данные (табл.5.1) показывают, что в лабораторных условиях предложенные схемы с «высокочастотными» МОМРС с «высокой» добротностью ($f_i \geq 100$ kHz, $Q \geq 100$), обеспечивают возможность измерений квазистатической относительной девиации резонансной частоты МОМРС (в диапазоне: $-0,1 \leq \frac{\Delta f_i}{f_i} \leq +0,1$ с относительной погрешностью единичного измерения [50] $\left(\frac{\Delta f_i}{f_i}\right)_{\text{фл.}} \approx \pm 3 \cdot$

10^{-6} (время усреднения $\tau \approx 10$ сек), что соответствует динамическому диапазону ВОД более $2 \cdot 10^4$.

Таблица 5.1

«Разброс» значений резонансной частоты.

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
f, Hz	122763,2	122763,6	122763,5	122763,8	122763,7	122763,4	122763,8	122763,2	122763,7	122763,3

$$\sigma_f = \langle (\Delta f)^2 \rangle^{1/2} \approx 0,3 \text{ Hz}; \quad \sigma_f / f_{cp} \approx 3 \cdot 10^{-6}; \quad (Q = 130).$$

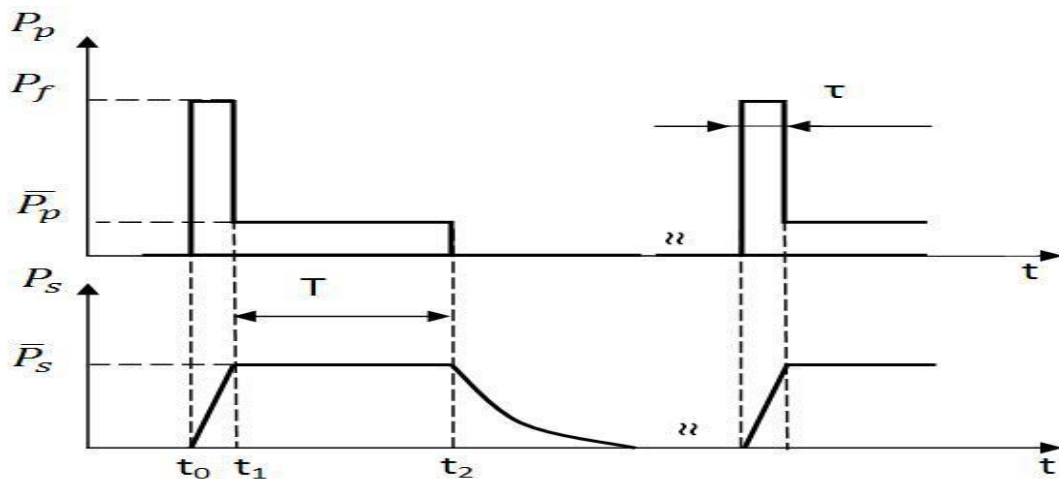
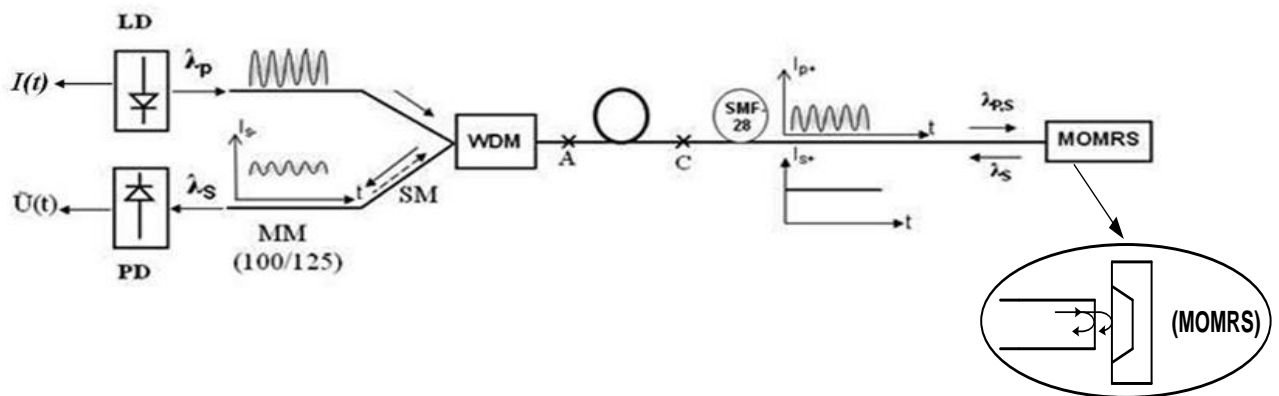


Рис.5.5. Схема резонансного ВОД с суперфлуоресцентным зондирующим излучением; б) - временные зависимости мощности накачки $P_p(t)$ и ASE ($P_s(t)$) в режиме свободных колебаний; в) «разброс» значений резонансной частоты.

5.4. Многоканальные измерительные системы на основе ВЛ – МОМРС

Предложенные схемы ВОД (рис.5.5) обладают важным качеством – возможностью трансформации в многоканальные резонансные ВОД (МРВОД) за счет увеличения количества микроосцилляторных СЭ без принципиальных изменений их структуры и алгоритмов работы [201*,293*,311*], что позволяет создавать контрольно-измерительные системы с «гибкой» конфигурацией. На рис.5.6 приведены варианты МРВОД, использующих режимы автоколебаний (а), вынужденных и свободных колебаний (б). Рассматриваемые МРВОД как по принципу построения, так и алгоритмам работы существенно отличаются от многоканальных микрорезонаторных измерительных систем, предложенных ранее в работах [37,312]: во-первых, в рассматриваемых МРВОД отсутствует отдельный, независимый источник «пробного» излучения, используемого для контроля состояния колебаний МОМРС в режиме вынужденных (свободных) колебаний. В данном случае в качестве «пробного» излучения используется усиленное спонтанное излучение (ASE), возникающее в АС, который, при этом, одновременно играет также роль оптического усилителя отраженного от МОМРС (или зеркала) информационного сигнала, что повышает отношение сигнал/шум для информационного сигнала. Во-вторых, в режиме автоколебаний предложенный вариант мультиплексирования независимых лазерных систем (ВЛ – МОМРС)_i, формирующих измерительные каналы, обеспечивает существенно более высокую развязку между измерительными каналами. В-третьих, благодаря использованию оптоволоконных МОМРС_i, разработанных в настоящей работе, реализованы МРВОД в полностью волоконном исполнении.

В автогенераторной схеме (рис.5.6(а)) использована торцевая накачка наборов отдельных, независимых лазерных систем (ВЛ – МОМРС)_i с активными световодами (АС_i) с двойной многомодовой оболочкой. Накачка осуществляется непрерывным излучением единственного, общего ПЛ, которое направляется в отдельные АС_i с помощью многомодового, многопортового разветвителя (X₃). Путем плавной регулировки мощности накачки (P_p)

обеспечиваются условия резонансов для индивидуальных лазерных систем $f_{rel.i}(P_p) \approx f_i$, необходимые для существования автоколебаний [293*,311*]. Длины резонаторов волоконных лазеров составляют $l_i = 0,4 \div 1,5$ м, длины активных световодов $l_{ACi} = 0,4 \div 1$ м. Возможно также одновременное возбуждение автоколебаний в разных каналах, что достигается за счет использования волоконного разветвителя с заданными коэффициентами деления мощности по каналам (K_i), позволяющими реализовать в отдельных лазерных системах одновременное выполнение условий $f_{rel.i}(K_i \cdot P_p) \approx f_i$ путем плавного увеличения мощности излучения накачки до рабочего уровня (P_p). В режиме свободных колебаний также возможно одновременное возбуждение всех микроосцилляторов единым, общим форсирующим импульсом остаточного излучения накачки, прошедшим через АС, которое реализуется при равных длинах плеч разветвителя.

В режиме вынужденных колебаний возможно как последовательное возбуждение колебаний МОМРС_i, путем монотонного и плавного свипирования частоты модуляции мощности лазера накачки в пределах частотного диапазона, охватывающего резонансные частоты всех микроосцилляторов, так и одновременное возбуждение путем модуляции лазера накачки сложным сигналом, спектр которого содержит гармонические составляющие с резонансными частотами всех микроосцилляторов.

Обработка информационных сигналов рассматриваемых многоканальных ВОД и определение резонансных частот микроосцилляторных сенсорных элементов может осуществляться с помощью известных методов высокоточного анализа полигармонических сигналов, используемых в датчиках с частотным выходом [313-315].

Т.к. средняя мощность излучения ВЛ, необходимая для возбуждения автоколебаний в ВЛ – МОМРС, а также в режимах вынужденных и свободных колебаний является достаточно малой (не более $1 \div 10$ мВт), то максимальное количество измерительных каналов в рассматриваемых системах

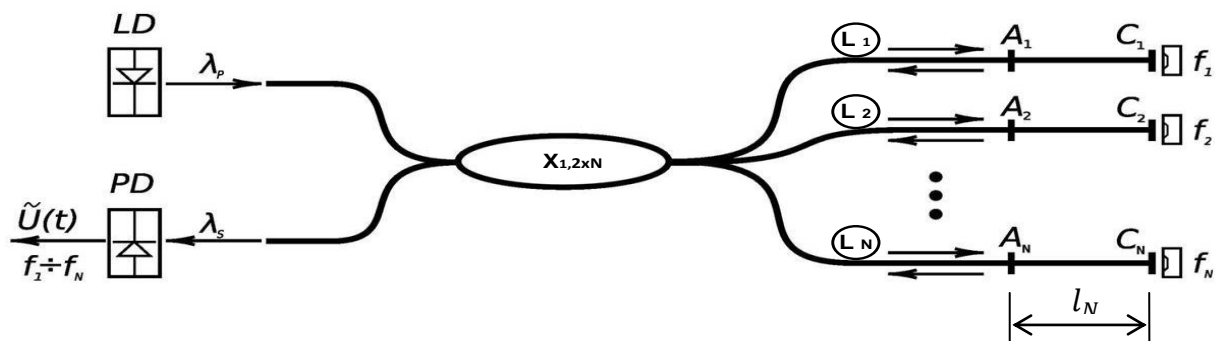
ограничивается, в основном, не энергетическими характеристиками ВЛ, а диапазонами девиации частоты в измерительных каналах (Δf_i) и нелинейными свойствами многоканальной системы. Дело в том, что из-за нелинейных искажений информационного сигнала, например, в силу «нелинейной» модуляции в ИФП, рабочий интервал частот многоканальной системы ($\Delta\Omega$) ограничивается диапазоном $\Delta\Omega = f_{min} \div 2f_{min}$, где $f_{min} = \min(f_i, i = 1 \div N)$, что продиктовано исключением наложения гармоник сигнала от одних микроосцилляторов на основные резонансные частоты других, делающее невозможным идентификацию указанных измерительных каналов по их резонансным частотам. При этом максимальное количество измерительных каналов в рабочем интервале частот $\Delta\Omega$ можно оценить как $N \cong \frac{\Delta\Omega}{2\Delta f_{max}}$, где $\Delta f_{max} = \max(\Delta f_i, i = 1, \dots, N)$ – максимальная девиация резонансных частот микроосцилляторов под действием измеряемых величин. Например, при использовании кремниевых микроосцилляторов с параметрами $f_{min} \cong 300 \text{ kHz}$, $\Delta f_{max} \cong 15 \text{ kHz}$ [303], имеем $N \cong 10$. Для 10 - канального ВОД (с учетом потерь в разветвителе и других элементах схемы) исходя из типичных значений средней мощности излучения, падающей на МОМРС ($\bar{P}_i \geq 1 \text{ mW}$) получим оценку необходимой средней мощности излучения на выходе ЭИВЛ $\bar{W}_{out} \cong 100 \text{ mW}$, которая, с одной стороны, с запасом обеспечивает достаточный уровень сигналов в схеме и, с другой - вполне достижима в современных ВЛ. В силу метода частотного разделения информационных сигналов, перекрестные помехи в измерительных каналах системы являются минимальными (теоретически отсутствуют). Использование ВЛ с расширенным или перестраиваемым спектральным диапазоном [316,317], а также с управляемым состоянием поляризации излучения [318], в перспективе открывает дополнительные возможности для увеличения количества измерительных каналов рассматриваемых ВОД за счет применения методов спектрального и поляризационного мультиплексирования.

В рассматриваемых МРВОД могут применяться сенсорные элементы разных типов [319*]. Примечательно, что применение оптоволоконных МОМРС существенно упрощает конфигурацию многоканальных ВОД. Так, в случае применения сенсорных элементов на основе оптоволоконных микроосцилляторов каждое плечо волоконного разветвителя может содержать несколько оптоволоконных микроосцилляторов [201*], соединенных последовательно, позволяющих, тем самым, в одном плече разветвителя сформировать несколько измерительных каналов (5.6.с). Также отметим, что в силу того, что каждый микроосциллятор представляет собой колебательную систему с распределенными параметрами, обладающую большим набором мод (частот) собственных колебаний, то каждый микроосциллятор может рассматриваться как многочастотный (многофункциональный) сенсорный элемент, отдельные моды которого могут формировать соответствующие измерительные каналы [320*]. Так, например, при измерении присоединенной массы резонансная частота 1-ой моды поперечных колебаний весьма чувствительна к приращению присоединенной массы, локализованной в середине КЭ-микробалки (в пучности моды), тогда как частота 2-ой моды к указанной массе практически не чувствительна, поскольку расположена в узловой (неподвижной) точке 2-ой моды, не участвующей в колебаниях. При этом высокие моды могут оказаться более чувствительными к другим величинам, например, к плотности и вязкости окружающей среды [321].

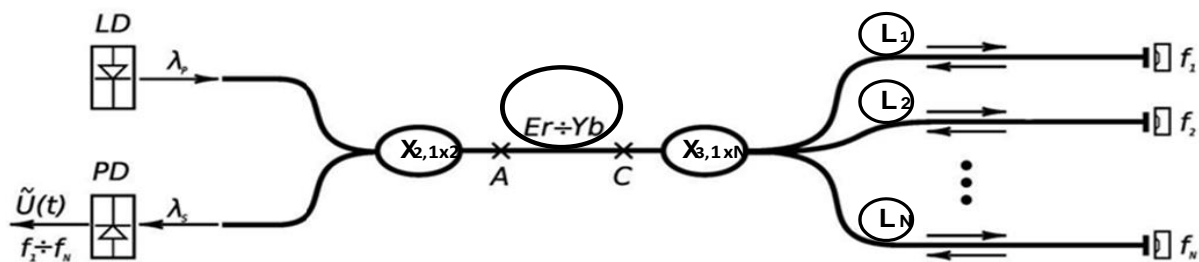
Весьма перспективны многоканальные ВОД, основанные на использовании многоэлементных МОМРС планарного типа (рис.2.20.), обеспечивающих возможность одновременного взаимодействия лазерного излучения с несколькими микроосцилляторами. Этот подход особенно эффективен при создании дифференциальных резонансных ВОД с однотипными микроосцилляторами, имеющими близкие резонансные частоты, но при этом обладающих разной чувствительностью к измеряемой величине [155*]. В работах [190*,191*] показано, что автоколебания в ВЛ-МОМРС,

реализованных с использованием автоколлиматорных схем на основе планарных многоэлементных МОМРС весьма устойчивы к значительным продольным перемещениям МОМРС, что способствует расширению области применений ВОД на их основе.

a)



b)



c)

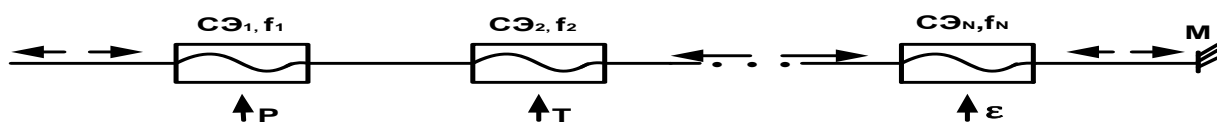


Рис.5.6. Схемы многоканальных ВОД. Режимы: (а) – автоколебаний; (б) – вынужденных и свободных колебаний. X_{1-3} – волоконные разветвители (мультиплексоры); (с) схема измерительного канала с последовательным соединением оптоволоконных микроосцилляторных сенсорных элементов $CЭ_i$, $i=1,2,\dots,N$; М – глухое зеркало.

5.5. Резонансные ВОД, основанные на термофлуктуационных колебаниях микроосцилляторов

Предложены и исследованы резонансные ВОД (деформаций и температуры), основанные на термофлуктуационном возбуждении резонансных

колебаний оптоволоконных МОМРС на основе SMS – структур [322*,323*]. Регистрация флуктуационных изгибных колебаний ММФ сегмента осуществляется благодаря амплитудно-фазовой модуляции световой волны в SMS-структуре, обусловленной модуляцией разности хода и туннелированием света из колеблющегося ММФ сегмента в подложку. Оценки предельной точности измерения резонансной частоты (дисперсия Аллана) свидетельствуют о возможности создания резонансных ВОД с характеристиками, представляющими практический интерес.

В соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой, уменьшение эффективной массы (размеров) микроосциллятора приводит к росту амплитуды термофлуктуационных колебаний, которые при обычных температурах ($\theta \approx 300K$) могут ограничивать точность датчиков на основе микроосцилляторов [324-326]. С другой стороны, при отсутствии специального источника колебаний именно флуктуационные возмущения приводят к раскачке акустомеханических резонансных колебаний микроосцилляторов, регистрация которых позволяет измерять резонансную частоту. В этом случае значительно упрощается схема и алгоритм работы «пассивного» датчика, что повышает его надежность, срок службы, расширяет области применений. В настоящем разделе изложены результаты исследований резонансных ВОД деформаций и температуры, основанных на анализе АЧХ термомеханических флуктуационных колебаний оптоволоконных МОМРС, созданных на базе SMS - структур, в которых роль КЭ выполняет ММФ сегмент с микронными размерами.

Схема ВОД приведена на рис.5.7. Источником «пробного» (зондирующего) излучения служит эрбиевый ВЛ в режиме суперфлуоресцентного излучателя (ASE, $\lambda_s \approx 1540nm$) с выходной мощностью $P_0 = 0 \div 300 \mu W$ и шириной спектра $\Delta\lambda_s \leq \Delta\lambda_{sms}$, где $\Delta\lambda_{sms}$ - спектральная ширина главного интерференционного максимума SMS-структур ($\Delta\lambda_{sms} \approx 20nm$). Отметим, что возможности измерения микровибраций с амплитудой ($A \approx 1pm$)

с помощью некогерентного света продемонстрированы в ряде работ [327]. Для повышения чувствительности ВОД использована балансная схема [328] (с равными длинами плеч $L_1 \approx L_2$), обеспечивающая возможность обнаружения слабой модулированной составляющей сигналов в плечах $\Delta\tilde{p} \geq 10^{-7} \bar{p}$, регистрируемых с помощью идентичных фотоприёмников на основе InGaAs pin-фотодиодов с пороговой чувствительностью $P_{\min} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ W} / \sqrt{\text{Hz}}$, (\bar{p} - средняя мощность излучения, $\bar{p} = 20 \div 50 \text{ } \mu\text{W}$) в полосе частот $1 \div 100 \text{ kHz}$. Частотное разрешение спектрального анализатора в диапазоне $1 \div 20 \text{ kHz}$ составляет $\Delta f \leq 40 \text{ Hz}$; узкополосный перестраиваемый фильтр имеет ширину полосы $B \leq 20 \text{ Hz}$. В экспериментах использованы МОМРС двух видов: 1) с консольным закреплением ММФ-сегмента; 2) струнные – с заделанными концами ММФ-сегмента SMS структур (раздел 4.2.2).

Регистрация флуктуационных колебаний ММФ-сегмента основана на амплитудно-фазовой модуляции световой волны, распространяющейся в SMS структуре, обусловленной:

- модуляцией разности хода (фаз) $\Delta\tilde{\varphi}(t)$ интерферирующих лучей в ММФ секции при ее поперечных колебаниях;
- туннелированием света из ММФ сегмента в подложку-микрокапилляр в условиях НПВО в многомодовом сегменте.

В соответствии с картиной распределения интенсивности света в SMS структуре (раздел 4.2), зоны максимальной оптической связи ММФ секции с микрокапилляром расположены на расстояниях $z_k = (k-1/2) z_0$ от места стыка SMF и ММФ световодов, где $z_0 = 4n d^2 / \lambda$; $k = 1, 2, \dots$; n - показатель преломления кварцевого ММФ сегмента ($n=1,46$). Высокая локальность электрического мини – дугового нагрева ($0,2 \div 0,3 \text{ mm}$) позволяет сформировать вдоль ММФ секции периодические зоны туннелирования (НПВО), повышающие глубину модуляции сигнала при поперечных колебаниях ММФ секции.

Наряду с дополнительным повышением чувствительности схемы к колебаниям ММФ секции, использование оптического туннелирования открывает возможности для применения принципиально других, более простых МОМРС, предложенных нами на основе световодных SMF-ММФ-ММФ (SMM) структур, в которых для приёма и передачи излучения из ММФ секции на вход фотоприёмника, используется многомодовый световод (рис.5.9), что упрощает схему ВОД и снижает требования к точности изготовления элементов конструкции МОМРС. В частности, выполнение ММФ сегмента с оголённым участком световедущей сердцевины, монолитного (цельного) с многомодовым транзитным световодом (рис.5.9) автоматически обеспечивает: во-первых, выполнение краевых условий – жесткую консольную заделку ММФ сегмента, во-вторых, эффективное оптическое согласование секции с приёмным световодом. Именно подобные SMM структуры использованы в наших исследованиях.

Относительное уменьшение коэффициента прохождения SMS (SMM) структур (T), обусловленное туннелированием света, зависит, в основном, от размеров ММФ секции и зоны сужения микрокапилляров, и достигает $\Delta T / T(\infty) \approx 0,1 \div 0,2$ ($\Delta T = T(\infty) - T(0)$, где $T(y)$ - коэффициент прохождения при величине зазора y). Отметим, что явление туннелирования света и механизмы появления потерь в волоконных световодах значительно сложнее, чем в планарных структурах [137,145]. Значения ΔT измерены с помощью осциллограмм разностных сигналов в SMM структурах, в которых в силу особенностей SMM – структуры интерференционный механизм модуляции практически не проявляется. Осциллограммы регистрировались в условиях интенсивных вынужденных вибраций МОМРС на резонансных частотах, приводящих к механическому и, как следствие, к оптическому контакту ММФ сегмента с поверхностью микрокапилляра в зоне сужения, что проявляется в виде искажений формы регистрируемых сигналов. Основное изменение $T(y)$ происходит в интервале значений $y=0 \div \lambda / 2$, при этом модулированная

составляющая мощности проходящего излучения, обусловленная флуктуационными колебаниями ММФ сегмента составляет $\Delta \tilde{P} \approx 2 P_0 \cdot \Delta T \cdot \Delta \tilde{y} / \lambda$, где $\Delta \tilde{y} = y(t) - \bar{y}$ - флуктуационные смещения ММФ сегмента (в зоне НПВО) относительно среднего положения (при зазоре \bar{y}). Исследованные МОМРС на основе SMS структур характеризуются: $T(\infty) \approx 0,1 \div 0,4$ при этом, вклад эффекта туннелирования в глубину модуляции может достигать 60%; (в SMM структурах $T(\infty) \geq 0,95$).

Эксперименты выполнены с помощью МОМРС с собственными частотами и добротностью основной моды поперечных колебаний соответственно $f_0 = 2 \div 15$ kHz, $Q = 400-1500$ (благодаря вакуумированию до 10^{-2} бар.). Фурье - спектры разностных сигналов $\Delta \tilde{U}(t)$ в схеме ВОД со струнным и консольным МОМРС с параметрами: $f_{01} \approx 4,2$ kHz, $Q_1 \approx 930$, $d_1 \approx 20 \mu m$, $\ell_1 \approx 5,4$ mm; $f_{02} \approx 3,3$ kHz, $Q_2 \approx 540$, $d_2 \approx 20 \mu m$, $\ell_2 \approx 3$ mm приведены на рис.5.8, которые четко показывают, что вблизи собственных частот МОМРС амплитуда колебаний мощности излучения в плечах схемы ВОД имеет максимальное значение. При этом отношение Фурье-амплитуд сигналов на собственной частоте к амплитуде сигнала вне полосы резонанса (сигнал/шум) достигает $S/N \approx 4$ (в частотной полосе $B \approx 20$ Hz), что позволяет отчётливо зарегистрировать флуктуационные резонансные колебания ММФ-сегмента и определить приближенное значение собственной частоты микроосциллятора.

На основе МОМРС струнного типа созданы макеты резонансных ВОД температуры (θ) и деформаций ($\varepsilon = \Delta \ell / \ell$), в которых используется зависимость резонансной частоты от температуры и продольных механических напряжений в ММФ секции. Напряжения обусловлены, как температурными деформациями из-за разницы КТР материалов, используемых в конструкциях первичных преобразователей, так и внешними силами, приложенными к преобразователям, выполненным в виде стержней из латуни и инвара с продольно закреплёнными МОМРС структурами. Инваровый сплав с низким КТР использован для

минимизации термдеформаций в МОМРС. С учетом изгибной жесткости КЭ-стержня (ММФ сегмента), приближенная зависимость резонансной частоты $f_0(\varepsilon)$ от продольной относительной деформации имеет вид [50]:

$$f_0(\varepsilon) \approx f_0 \sqrt{1 + 0,3 \left(\frac{l}{d}\right)^2 \varepsilon} \quad (5.5)$$

В соответствии с (5.5), порог чувствительности ε_{\min} определяется, в основном, точностью измерения относительных изменений резонансной частоты $(\Delta f_0 / f_0)_{\min}$. Хотя характеристики исследованных ВОД весьма умеренные (из данных на рис.5.10 можно оценить, что $\Delta\theta_{\min} \simeq 2^\circ\text{C}$; $\varepsilon_{\min} \simeq 10^{-5}$), что обусловлено сравнительно низкой точностью измерения резонансной частоты $(\Delta f_0 / f_0)_{\min} \simeq 3 \cdot 10^{-2}$ в условиях зашумленных сигналов (время усреднения $\tau = 10$ сек). Вместе с тем оценки, приведённые ниже, указывают на значительный потенциал и перспективность резонансных ВОД, использующих флуктуационное возбуждение колебаний в МОМРС.

Спектральная плотность случайных смещений центра масс ММФ секции, вызванных термомеханическими флуктуациями, в приближении линейного однорезонансного осциллятора составляет [324]:

$$\langle \Delta \tilde{y}^2 \rangle = \frac{4k\theta}{m_{\text{eff}} Q} \frac{\omega_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \omega_0^2 / Q^2} \quad (5.6)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$, m_{eff} - эффективная масса колебательного звена, k - постоянная Больцмана. При этом предельная относительная точность измерения резонансной частоты $(\Delta f_0 / f_0)_{\min}$ определяется дисперсией Аллана (δ_A) [329]:

$$\delta_A = \left(\frac{\Delta f_0}{f_0} \right)_{\min} \simeq \sqrt{\frac{B}{Q \omega_0^2 \tau}} \quad (5.7)$$

где B - ширина полосы узкополосного фильтра, τ - длительность измерения частоты. Формула (5.7) предполагает доминирующий вклад именно флуктуационных колебаний в модуляцию выходного сигнала ВОД. Отметим, что в SMS(M) структурах с асимметричным металлическим покрытием (MF)

заметный дополнительный вклад в флуктуационные колебания ММФ секций может быть обусловлен также флуктуациями температуры ММФ секции $(\Delta\theta)^2 = k\theta^2/C$, которые вследствие разницы КТР материалов ММФ и покрытия (МФ) приводят к возникновению механических напряжений и изгибных моментов в ММФ (аналог биметалла, С-теплоемкость ММФ сегмента). Кроме того, в рассматриваемых МОМРС с туннельной связью ММФ сегмента с микрокапилляром дополнительные флуктуационные колебания ММФ секций могут обуславливаться флуктуациями выходной мощности источника (мощности на входе в МОМРС) из-за действия поперечной «градиентной» силы [11], весьма значительной в зоне туннелирования $\vec{F}_\perp \simeq \frac{\Delta I}{\Delta y}$.

Порог чувствительности использованной схемы к колебаниям ММФ сегмента, приведенная к единичной полосе частот, ограничена, главным образом, шумами выходной мощности использованного ASE источника и в интересующем диапазоне частот ($2 \div 15 \text{ kHz}$) достигает $\Delta\tilde{y}_{\min} \simeq 10^{-12} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$, при этом расчётная спектральная плотность смещений ММФ сегмента на резонансной частоте (формула (5.6)) составляет $\Delta\tilde{y}(\omega_0) \simeq \sqrt{\frac{4k\theta Q}{m_{\text{eff}}\omega_0^3}} \simeq 15 \cdot 10^{-12} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$, что более чем на порядок превышает порог чувствительности использованной схемы и качественно соответствует данным на рис.5.10. В соответствии с формулой (5.7), при заданном быстродействии ВОД, ограничивающем максимальные значения параметров (τ, B^{-1}) , точность измерений частоты можно повысить за счёт увеличения добротности и/или резонансной частоты микроосциллятора. При использовании специальных источников света с низкой плотностью шумов и высокочувствительных фотоприёмников [330], в рассматриваемых схемах ВОД, по нашим оценкам, возможно повышение пороговой чувствительности к смещениям ММФ сегмента до уровня $\Delta\tilde{y}_{\min} \simeq 10^{-14} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$, что позволит использовать МОМРС с высокими резонансными частотами ($f_0 \gg 10 \text{ kHz}$) без ухудшения соотношения

сигнал-шум в разностном сигнале. Методы, разработанные в [331], обеспечивают добротность осцилляторов из плавленного кварца (кварцевых нитей) $Q=10^5 \div 10^6$ для поперечных колебаний при комнатных температурах. При выборе оптимальных значений резонансных частот МОМРС следует учитывать эффекты уменьшения добротности с ростом частоты из-за механизма термоупругой диссипации энергии колебаний [332]. Важно также учитывать дополнительную погрешность измерений ВОД, связанную с действием частотнозависимых случайных инерционных сил на колебательное звено вибродатчика [50], обусловленных возмущениями естественного или техногенного характера, испытываемых контролируемым объектом вместе с датчиком. Как известно [333], спектральная плотность мощности указанных возмущений существенно неравномерна и сосредоточена, как правило, в области низких частот. С учётом отмеченных факторов представляется, что в оптимизированных схемах ВОД следует использовать МОМРС с резонансными частотами в диапазоне $10^{-2} \div 1 \text{ MHz}$, при этом оценки порогов чувствительности рассматриваемых ВОД (в соответствии с (5.5,5.7), полагая в них: $Q \simeq 10^5$; $\frac{l}{d} \simeq 10^2$) составляют $\Delta\theta_{\min} \simeq 0,001 \text{ }^\circ\text{C}$; $\varepsilon_{\min} \simeq 10^{-8}$, что позволит существенно расширить области применений «пассивных» резонансных ВОД, использующих термофлуктуационное возбуждение колебаний.

Важно отметить следующий принципиальный момент - собственные частоты КЭ в резонансных датчиках, в действительности, являются неизохронными – зависят от амплитуды колебаний [50], поэтому, при точных измерениях, вообще говоря, необходимо обеспечить также постоянство амплитуды колебаний, что приводит к существенному усложнению датчиков. В этой связи следует подчеркнуть существенное преимущество предложенного метода реализации резонансных ВОД, обусловленное тем, что измерения в них осуществляются в режиме предельно малых амплитуд колебаний, благодаря которому достигается минимальный вклад одной из основных составляющих

погрешности резонансных датчиков, связанной с неизохронностью собственных колебаний КЭ.

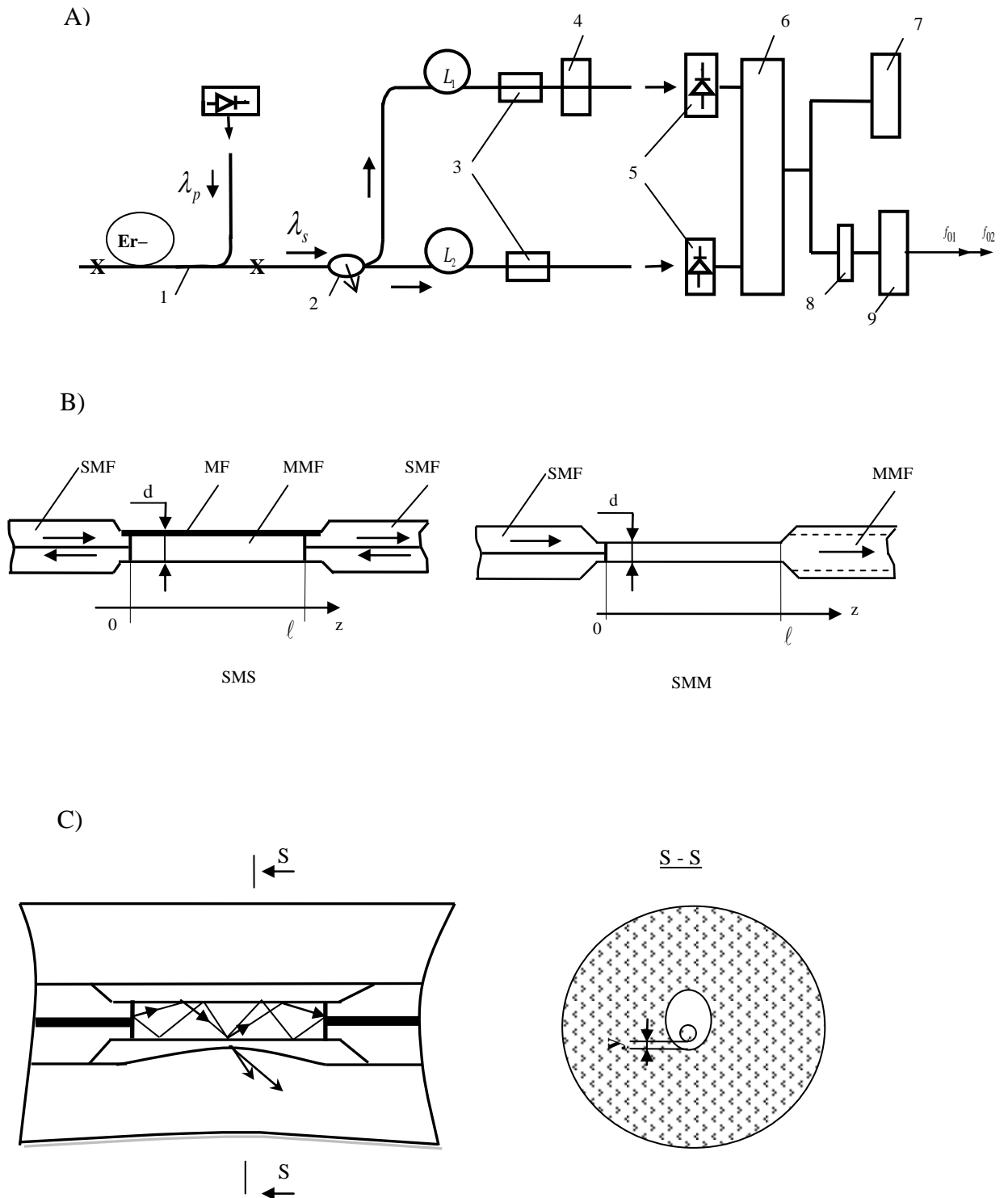


Рис.5.7. А) Схема ВОД на основе оптоволоконной MOMPC: 1 – ASE; 2 – волоконный разветвитель 50:50; 3 – MOMPC на основе SMS(M) структур; 4 – оптический аттенюатор; 5 – фотоприемники; 6 – формирователь разностного сигнала; 7 – анализатор спектра (С4 - 73); 8 – перестраиваемый узкополосный фильтр (Uniran-233); 9 – частотомер (ЧЗ-54); В) схемы SMS и SMM структур; С) схема MOMPC.

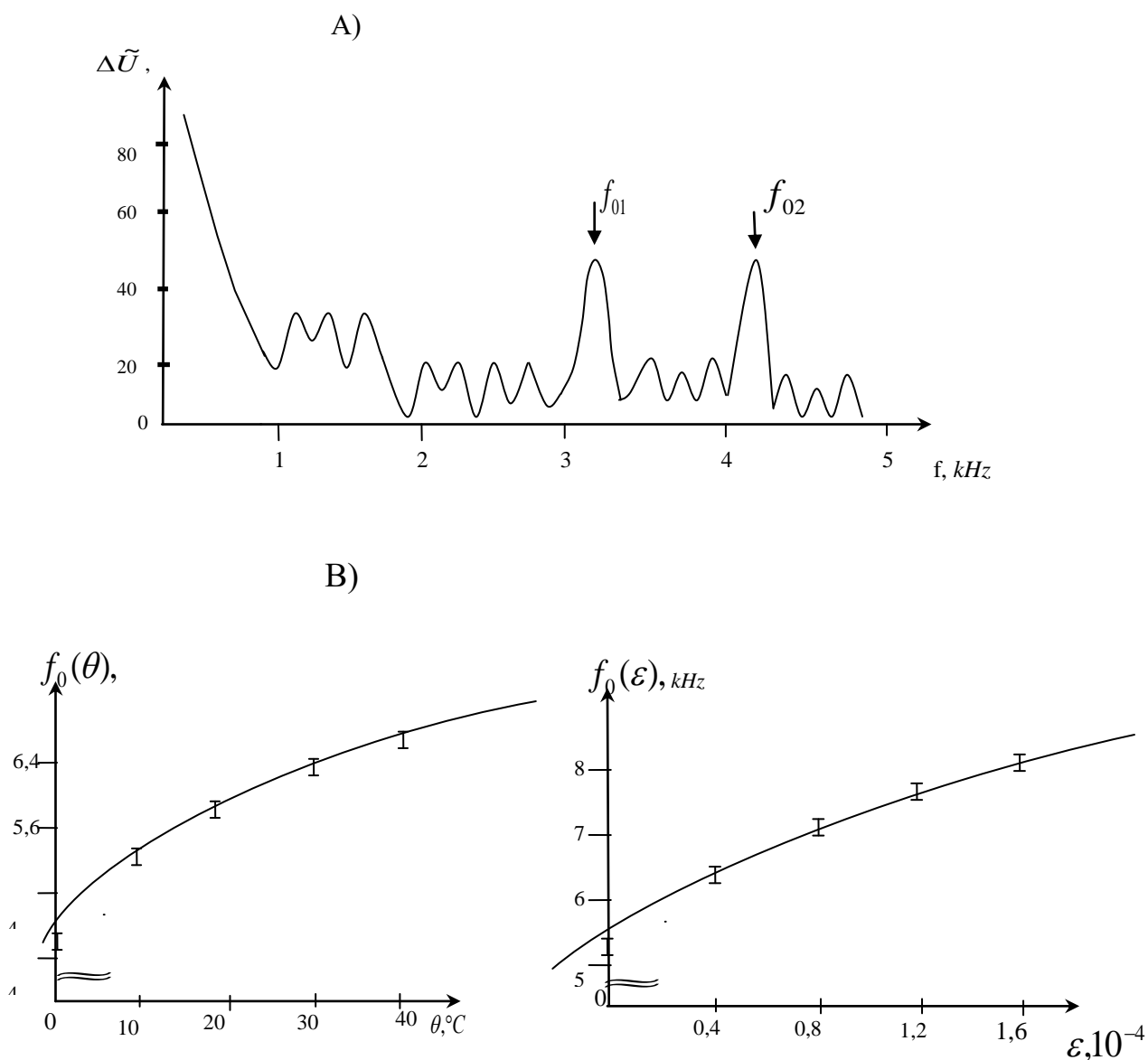


Рис.5.8. А) Фурье – спектр разностного сигнала; В) функции преобразования ВОД: а) температура – частота $f_0(\theta)$; б) относительные деформации – частота $f_0(\varepsilon)$.

5.6. Оценки стабильности частоты автоколебаний в ВЛ – МОМРС

В режиме автоколебаний в лазерных системах ВЛ-МОМРС (как и во всяком автогенераторе) наблюдается некоторая нестабильность частоты автоколебаний, которая зависит от многих причин: внешних воздействий; окружающих условий; флуктуаций параметров; внутренних процессов (релаксации напряжений; процессов «старения», усталости; тепловых шумов; и др.). Дестабилизирующие факторы, в зависимости от их временных масштабов

и характера влияния, целесообразно разделить на две группы [283]. К первой группе относятся причины, определяющие долговременные изменения частоты: изменения параметров и условий функционирования автогенератора (температуры и других параметров окружающей среды); электрического напряжения питания; механические, электромагнитные, радиационные воздействия; процессы естественного «старения» и др., которые, по – существу, имеют «детерминированный» характер в том смысле, что их влияние, в известной мере, можно «спрогнозировать» и скорректировать. Вторая группа факторов приводит к кратковременной нестабильности частоты (КНЧ), проявляющейся в виде случайных отклонений частоты, возникающих под действием различных видов шумов (флуктуаций), имеющих по своей природе принципиально иной – случайный и неустранимый характер (напомним, что именно флуктуациями определяется такая фундаментальная характеристика автогенераторов, как естественная ширина и форма линии генерации [306,334,335]). Применительно к измерительным системам долговременная стабильность характеризует, в основном, «дрейф нуля», а КНЧ – предельные возможности прибора с точки зрения порога чувствительности.

а) Структурная схема ВЛ-МОМРС

В схемах рассматриваемых ВОД автогенератор (ВЛ-МОМРС) играет роль промежуточного преобразователя параметров МОМРС в частоту модулированного сигнала, и, таким образом, влияет на характеристики ВОД. С позиций теории колебаний ВЛ-МОМРС представляет собой сложную колебательную систему [148,188], в которой как лазерная подсистема, так и микроосциллятор, в действительности, являются колебательными системами с распределенными параметрами. Анализ свойств подобных систем – связанных распределенных осцилляторов является весьма сложной задачей, тем более, что указанные связи в системе имеют разнородный характер, которые реализуются посредством: оптических сигналов, механических (оптомеханических)

взаимодействий, термооптических и термоупругих явлений и т.д. В рассматриваемых ВЛ – МОМРС можно выделить следующие существенные «компоненты» системы: 1) излучение накачки; 2) активная среда (с соответствующим набором энергетических уровней); 3) вынужденное (лазерное) излучение; 4) спонтанное излучение; 5) оптико – механическая конструкция резонатора; 6) микроосциллятор со схемами оптической и механической связи с лазерным резонатором, при этом указанные компоненты участвуют в сложном взаимодействии как друг с другом, так и с внешней средой (тепловым резервуаром) – источником энергии флуктуационных колебаний.

Упрощенная структура рассматриваемых лазерных систем ВЛ – МОМРС схематично представлена на рис.5.9.

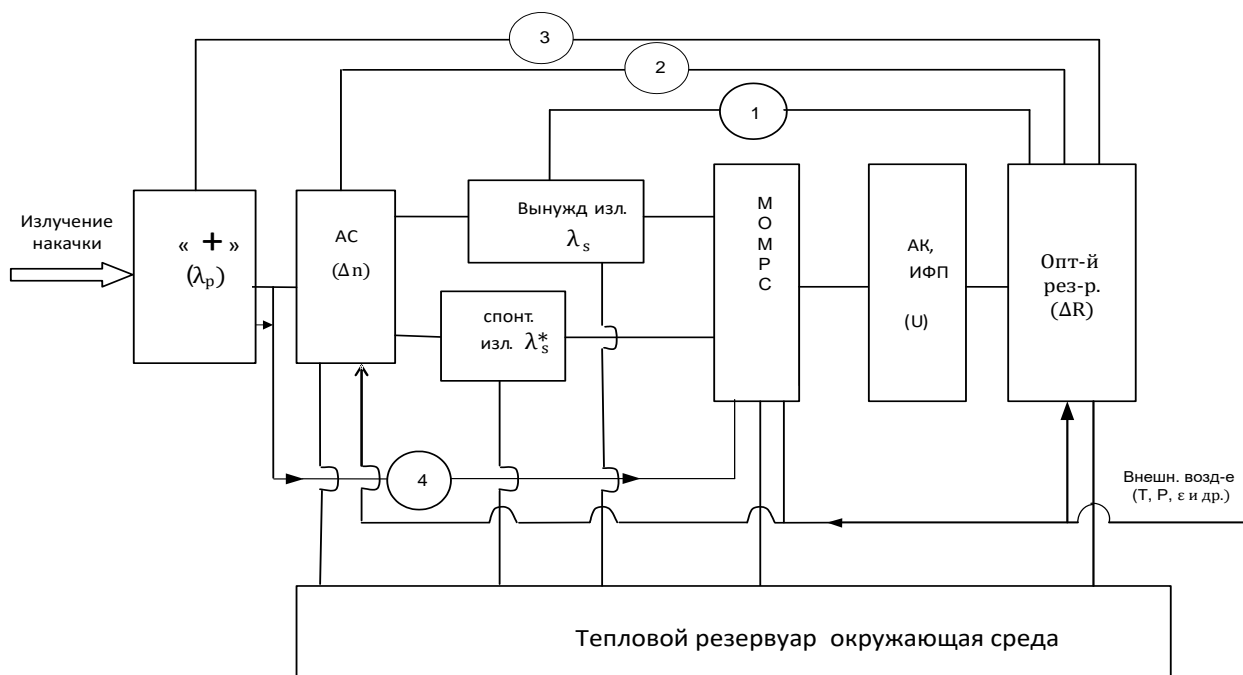


Рис. 5.9. Структурная схема ВЛ-МОМРС.

В данной системе осуществляется следующая последовательность преобразований (взаимодействий): излучение накачки с заданными характеристиками (полагаем, что в схеме устранено влияние рассеянного,

обратноотраженного излучения на источник накачки), приводит к возбуждению АС, в результате которого возникает как спонтанное излучение, так и лазерная генерация с характеристиками излучения, зависящими от параметров оптического резонатора (связь (1)). Действие фотоиндуцированных сил (\vec{F}_ϕ), обусловленных, в общем случае, тремя видами излучения (лазерной генерации, остаточного излучения накачки (4), спонтанного излучения) приводит к изменению состояния движения микроосциллятора, связанного с лазерным резонатором (через автоколлиматор или интерферометр Фабри – Перо), что, в свою очередь, приводит к модуляции параметров оптического резонатора ВЛ. На рис.5.9 связь (2) между АС и оптическим резонатором отражает изменение характеристик резонатора вследствие термооптических, термомеханических и других фотоиндуцированных эффектов, возникающих в АС в процессе генерации, приводящих к изменению эффективного показателя преломления, геометрических размеров, к двулучепреломлению и др. [25,26]. Связь (3) учитывает влияние на АС «отраженного» от МОМРС излучения накачки, возвращающегося обратно в АС. При этом каждая связь (в том числе – с тепловым резервуаром) математически описывается дифференциальным оператором или передаточной функцией, содержащей как сами величины, так и пространственно – временные производные величин, описывающих состояние и параметры ВЛ – МОМРС. Характер процессов в лазерной системе без учета связей (2), (3), (4), наглядно можно представить в виде приведенной ниже простейшей «цепочки» преобразований величин, учитываемых в численных моделях раздела 1.4.

$$I_p \rightarrow \Delta n \rightarrow I_s(I_{sp}^*) \rightarrow \vec{F}_\phi \rightarrow U \rightarrow \Delta R$$

В настоящее время наиболее изученными в отношении физических свойств и методов их создания являются именно «микро» - размерные МОМРС (по сравнению с «нано» структурами), характерные частоты основных мод колебаний которых (как в микрообъемном, так и в оптоволоконном

исполнении), как правило, не превышают единицы МГц. При этом «микро» - размерные МОМРС являются более предпочтительными также в качестве сенсорных элементов резонансных ВОД, причем, даже не столько из-за очевидных технологических преимуществ (более простая и доступная технология создания, большее «удобство» работы с объектом), сколько по причинам принципиального характера: во - первых, один из основных параметров, непосредственно влияющих на точность резонансного ВОД – добротность микроосциллятора для микроразмерных МОМРС существенно выше чем у наноосцилляторов из того же материала с той же конструкцией (снижение добротности с уменьшением размеров объектов с «микро-нано» масштабами – фундаментальная закономерность [336]); во - вторых, чрезмерная «микроминиатюризация» сенсорных элементов в ряде случаев приводит к снижению их чувствительности [337].

В связи с тем, что МОМРС, представляющие интерес в качестве сенсорных элементов резонансных ВОД являются сравнительно низкочастотными ($f \lesssim 1 \text{ MHz}$), в схемах автогенераторных ВОД целесообразно использовать режимы «низкочастотных» автоколебаний, возникающие в условиях: $f_{rel.s} \approx f$, т. к. режим пассивной синхронизации мод при низких частотах реализуется при бббболололшиих длинах резонаторов ВЛ ($L \gtrsim 100 \text{ м}$), что нецелесообразно в силу ряда причин. Во – первых, это приводит к снижению точности ВОД из-за того, что такой резонатор играет роль «антенны», принимающей различные возмущения, обусловленные дестабилизирующими факторами (температурные уходы, вибрации, деформации световодов и др.); во – вторых, приводит к значительному увеличению весо – габаритных параметров ВОД; кроме того, автоколебания в режиме пассивной синхронизации мод допускают меньший диапазон расстройки частот (Гл.3), что ограничивает динамический диапазон резонансных ВОД.

В условиях $f_{rel.s} \approx f$ частота автоколебаний в ВЛ–МОМРС определяется, в основном, характеристиками парциальных осцилляторов (f, Q), ($f_{rel.s}, Q_{rel}$) и

параметрами связи (раздел 1.6). В условиях $Q \gg Q_{rel.}$ (и при малой расстройке частот $(f - f_{rel.s}) / f \ll 1$), частота автоколебаний практически совпадает с резонансной частотой микроосциллятора, однако при низкой добротности МОМРС (что характерно для микроосцилляторов, находящихся в плотных газообразных или жидких средах) нестабильность частоты релаксационных колебаний может ограничивать точность рассматриваемых автогенераторных ВОД. Частота релаксационных колебаний в лазере зависит от целого ряда параметров (гл.1): уровня накачки ($f_{rel.s.} \sim (P - P_{th})^{1/2}$), характеристик оптического резонатора, параметров АС (спонтанного времени жизни (τ_{sp}), сечений поглощения (излучения)) и др., при этом в реальных условиях эксплуатации наибольшим изменениям подвержена именно мощность накачки АС. Это связано с тем, что в условиях дистанционных измерений с помощью рассматриваемых ВОД (рис.5.10) потери в транзитном волоконно – оптическом световоде, служащем для передачи мощности накачки в ВЛ – МОМРС, и приема информационного сигнала – модулированного лазерного излучения зависят от воздействий различных дестабилизирующих факторов (микро – (макро) изгибы, вибрации, температурные вариации и др.), накапливающихся в силу большой протяженности линии.

Примечательно, что линии генерации ряда ВЛ (эрбиевых, эрбий-иттербиевых, висмутовых и др.), а также спектральные полосы их накачки находятся в области достаточно малых потерь широко используемых кварцевых волоконных световодов. С учетом этого и ряда других существенных факторов (технологичность изготовления ВЛ, ресурс работы, устойчивость к агрессивным средам, к радиации и т.д.), с точки зрения создания дистанционных ВОД особый интерес представляют $(E_r \div Yb)$ -ВЛ.

С целью оценки влияния нестабильности интенсивности накачки на частоту автоколебаний в ЭИВЛ–МОМРС нами выполнены численные расчеты «мгновенного» значения периода автоколебаний (усредненного по 5 периодам, $T = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 T_i$) в условиях медленного, плавного увеличения мощности накачки,

а также при гармонической модуляции накачки с фиксированной частотой ($\nu \approx 400\text{Hz}$). Результаты представлены на рис.5.13-5.14. из которых видно, что в интервале накачки $I_p \lesssim 1,3 \cdot I_{pth}$ плавное увеличение накачки практически не влияет на среднее значение периода автоколебаний, тогда как в интервале $I_p = (1,3 \div 1,6) \cdot I_{pth}$, имеет место значительное уменьшение периода автоколебаний $\frac{\Delta T}{T} \approx -6 \cdot 10^{-3}$, (I_{pth} - порог возбуждения автоколебаний).

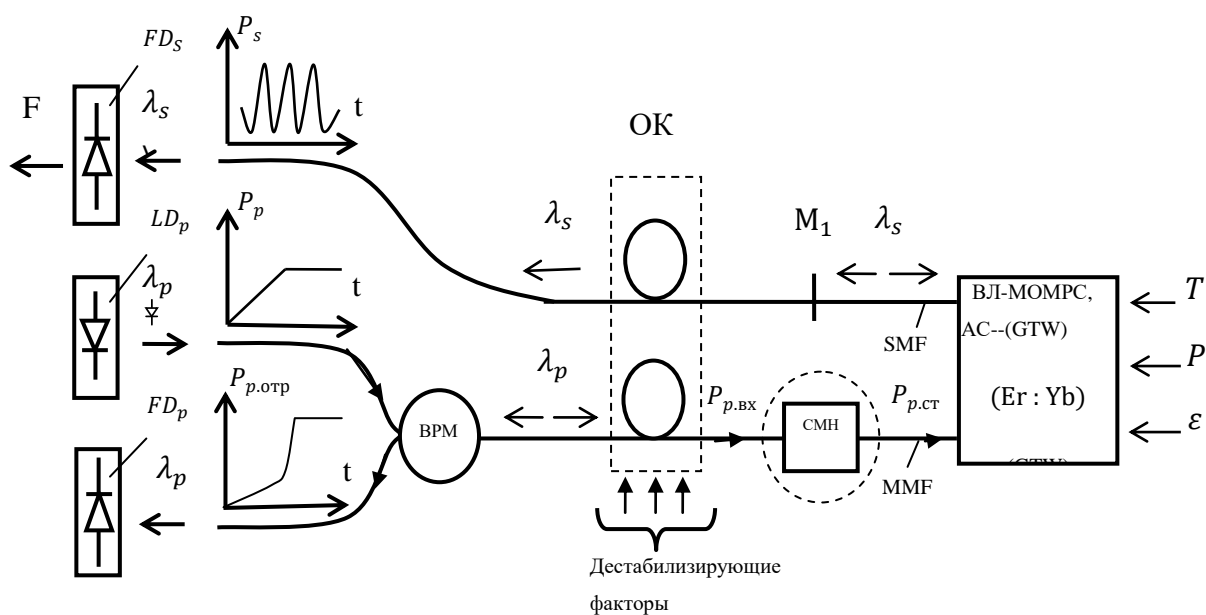


Рис.5.10. Схема автогенератора на основе ВЛ-МОМРС: СМН – стабилизатор мощности накачки ($MMF - VO_2 - MMF$, пленка VO_2 на слюде); ОК – оптический кабель; BPM – многомодовый волоконный разветвитель; M_1 – полупрозрачное зеркало резонатора ВЛ, (AC - GTW); LD_p – лазерный диод накачки, $FD_{p,s}$ – фотодиоды.

В соответствии с расчетными данными (рис.5.11-5.14) стационарное значение частоты автоколебаний устанавливается в течении $300 \div 350$ периодов с момента «включения» накачки, возбуждающей автоколебания. Результаты, полученные в условиях синусоидальной модуляции мощности накачки с постоянной частотой, но с плавно возрастающей амплитудой, достигающей 5% от среднего значения, показывают, что, хотя при этом средний период автоколебаний остается неизменным, однако существенно возрастают «флуктуации» периода автоколебаний.

Таким образом, расчетные данные показывают, что для достижения уровня флуктуаций частоты автоколебаний $\left(\frac{\Delta F}{F}\right)_{\text{фл.}} < 10^{-5}$, необходима стабилизация мощности накачки АС, по крайней мере, не хуже 5%.

Следует отметить, что в принципе, частота релаксационных колебаний в лазерах класса В в области оптимального параметра накачки $r_{\text{опт.}} = 2 \cdot \frac{\tau_{sp}}{\tau_{\phi}} \gg 1$ (формула (6) раздел 2.4) проходит через максимум $f_{rel.max} \approx (2\pi \cdot \tau_{\phi})^{-1}$, и, следовательно, в окрестности $r = r_{\text{опт.}}$ отсутствует зависимость частоты от накачки $f_{rel.}(P) \approx f_{rel.max} = \text{const.}$ Однако, в известных ВЛ указанный оптимальный режим трудно реализовать, т.к. условие $r_{\text{опт.}} = \frac{P_{\text{опт.}}}{P_{\text{пор.}}} = 2 \frac{\tau_{sp}}{\tau_{\phi}}$ при разумных мощностях накачки достижимо лишь в сверхдлинных ВЛ ($L \gtrsim 1 \text{ км}$, $\tau_{sp} \gtrsim 10^{-3} \text{ сек.}$), что приведет к существенному ухудшению характеристик ВОД.

В этой связи, важно обеспечить стабилизацию мощности накачки, что достигается, например, с помощью оптического элемента с нелинейным коэффициентом пропускания, приведенным на рис.5.15 (ограничитель оптической мощности) [338*]. С этой целью нами разработаны волоконные стабилизаторы мощности накачки (СМН, $\lambda_p \approx 980 \text{ нм}$), основанные на нелинейных свойствах тонких пленок VO_2 , обусловленных лазерным индуцированием фазового перехода металл-полупроводник (ФПМП) [339].

ФПМП в VO_2 сопровождается значительным изменением оптических характеристик, что позволяет, с учетом интерференционных эффектов в пленках VO_2 , в широких пределах варьировать оптические свойства пленок как в полупроводниковой (П) ($T < T_{\text{фп}}$), так и в металлической (М) ($T > T_{\text{фп}}$) фазах.

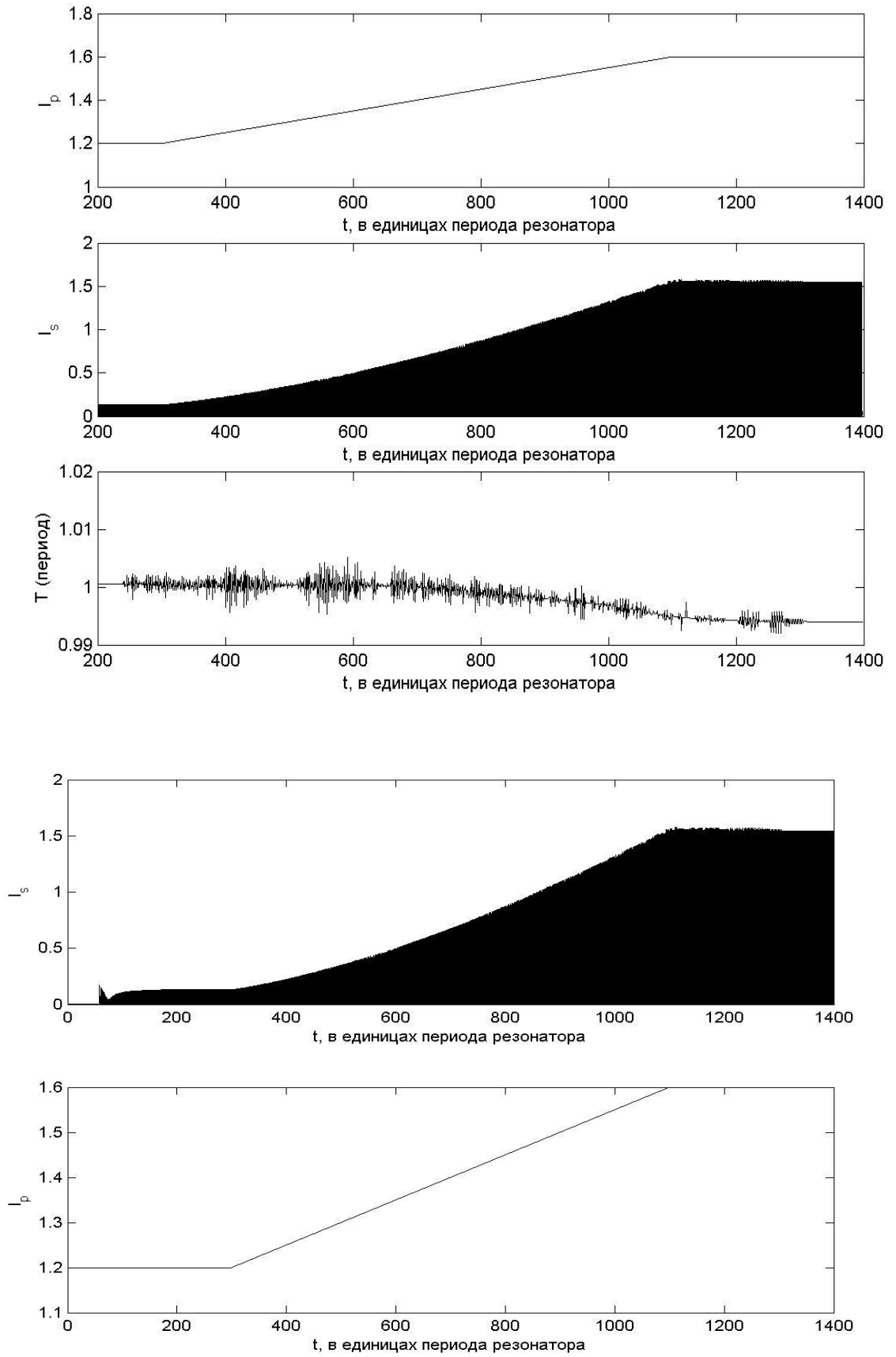


Рис.5.11. Зависимость периода автоколебаний от мощности накачки.

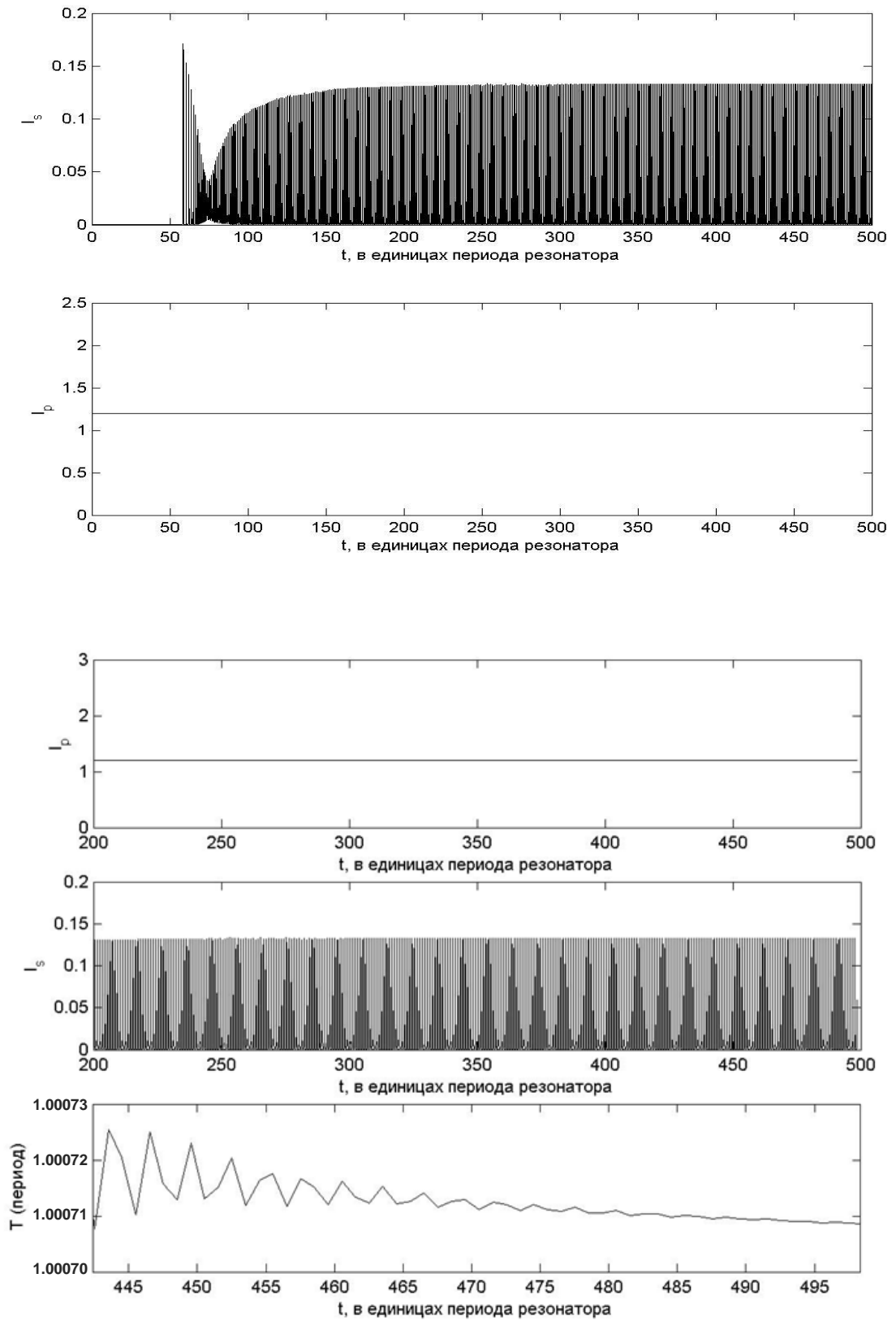


Рис.5.12. Время «выхода» периода автоколебаний на стационарный уровень при резком включении накачки.

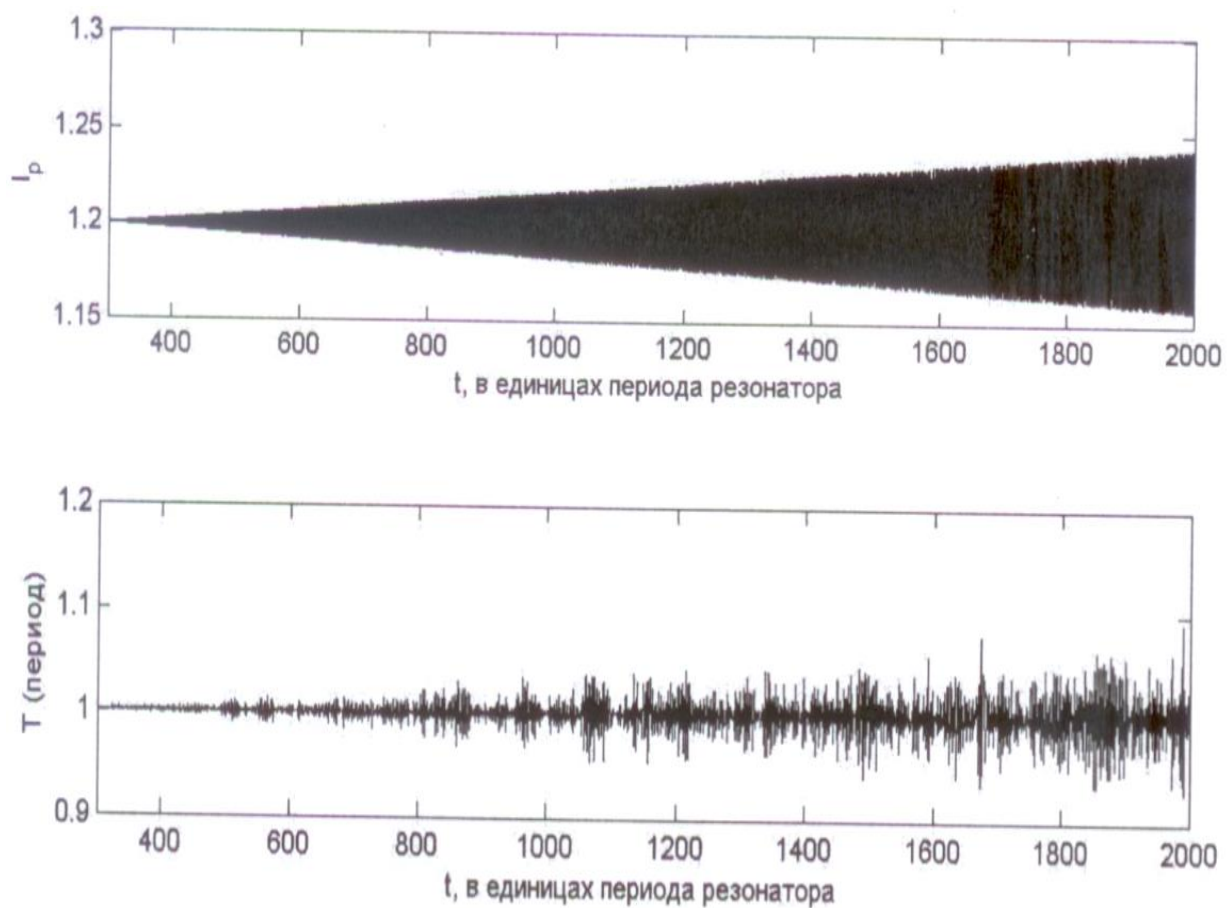


Рис.5.13 Изменения «мгновенного» периода автоколебаний при линейно нарастающих гармонических возмущениях мощности накачки.

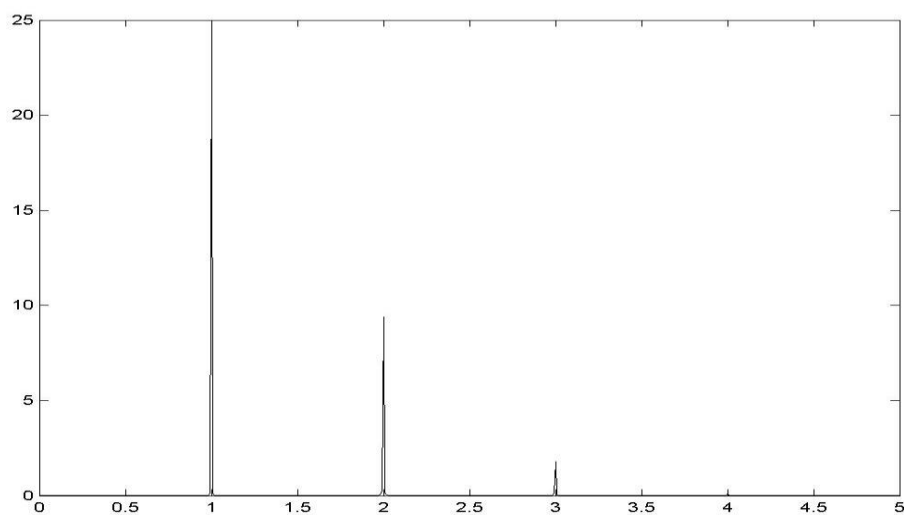


Рис.5.14. Фурье – спектр интенсивности ЭИВЛ в условиях «установившихся» автоколебаний ($N \geq 400$ периодов в единицах основной частоты).

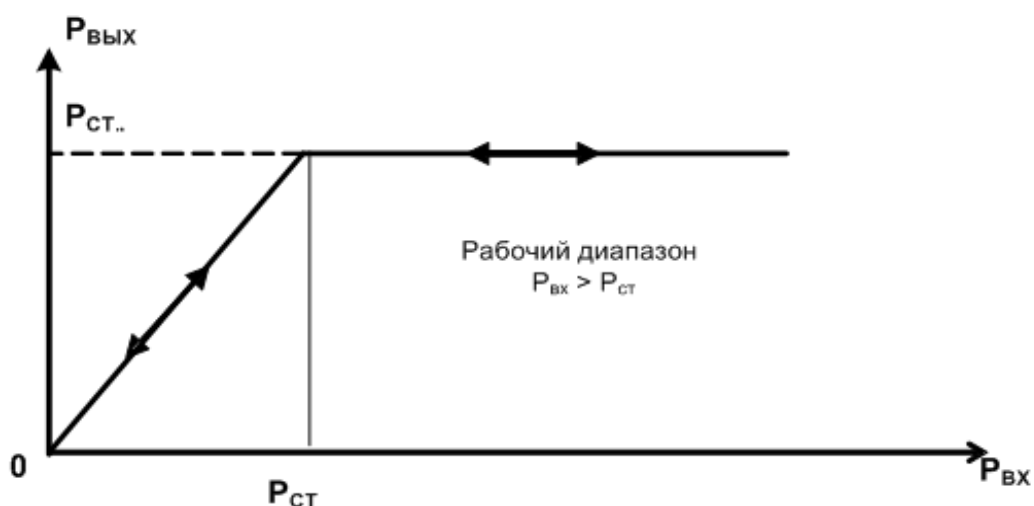


Рис.5.15. Характеристика идеального стабилизатора оптической мощности.

Нами разработана технология (метод пиролиза ацетилацетоната ванадия), которая позволяет синтезировать пленки VO_2 как на традиционных диэлектрических подложках в виде пластин из: стекла, слюды, полупроводников, так и непосредственно на торцевой или боковой поверхностях одно-(много)модовых кварцевых волоконных световодов [340*,341*], при этом лазерное индуцирование ФПМП возможно в широком спектральном диапазоне $\lambda = 0,6 \div 1,7 \mu m$, полностью охватывающем «окно» прозрачности кварцевых световодов и полосы накачки ВЛ.

Термооптические свойства (зависимости коэффициента поглощения (A), пропускания (Π) от температуры) и нелинейное пропускание $I_{\text{ВЫХ}}(I_{\text{ВХ}})$ пленок VO_2 из-за лазерного индуцирования ФПМП излучением накачки ($\lambda_p \approx 980 \text{ nm}$), показаны на рис. 5.16. Схема волоконного СМН на основе пленок VO_2 приведена на рис.5.17.

«Настройка» пленки VO_2 в рабочее состояние (в рабочую точку М) осуществляется путем контроля интенсивности отраженного излучения накачки (измеряемого с помощью специального фотоприемника (ФДр)) (рис.5.10). Линейное (по времени) увеличение мощности лазера накачки прекращается в тот момент, когда «достигается» рабочая точка (М) со

значением интенсивности отраженного сигнала $I_{отр}(M) = \frac{R(M)}{R_S} \cdot I_{отр}(0)$, где R_S , $R(M)$ - коэффициенты отражения пленки VO_2 соответственно в полупроводниковой фазе и в рабочей точке (M); $I_{отр}(0)$ - интенсивность отраженного излучения в «момент» начала инициирования ФПМП. В использованных пленках VO_2 на длине волны $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ отношение коэффициентов отражения в М(П) - фазах составляет $R_m/R_S \approx 2,5 \div 3$.

На рис.5.18 приведены экспериментальные зависимости $P_{вых}(P_{вх})$, для волоконных СМН (СМН*): MMF_1 (MMF_1^*) – пленка VO_2 на слюде – MMF_2 с многомодовыми кварцевыми световодами: $MMF_{1,2} = 110/125 \mu m$, $NA \approx 0,2$; $MMF_1^* = 50/125 \mu m$, $NA = 0,2$. Пластинки слюды с пленкой VO_2 расположены между торцами ферулов оптических разъемов.

Созданные СМН (СМН*) обеспечивают стабилизацию мощности накачки в пределах: $P_{ст1} = 70 \div 80 \text{ мВт}$; $P_{ст2} = 45 \div 50 \text{ мВт}$ при значениях входной мощности в интервалах: $(P_1, P_2) = (120 \div 170 \text{ мВт}, \text{ и } 80 \div 120 \text{ мВт})$. Примечательно, что рабочий уровень мощности СМН может регулироваться за счет изменения условий теплоотдачи от пленки VO_2 . Отметим, что СМН* обладает несколько большим «КПД», т.к. в этом случае сечение приемного световода (MMF_2) полностью «перехватывает» излучение, проходящее через VO_2 .

Интенсивность излучения на пленке VO_2 не превышает $I_{VO_2} \lesssim 1,2 \cdot 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$, которая существенно (на два порядка) ниже порога лучевой прочности пленок VO_2 [339], что свидетельствует о потенциально большом диапазоне рабочих мощностей рассматриваемых СМН. Использование более сложных – многослойных интерференционных структур на основе пленок VO_2 и диэлектрика (например, SiO_2) позволяет в широких пределах варьировать характеристики СМН.

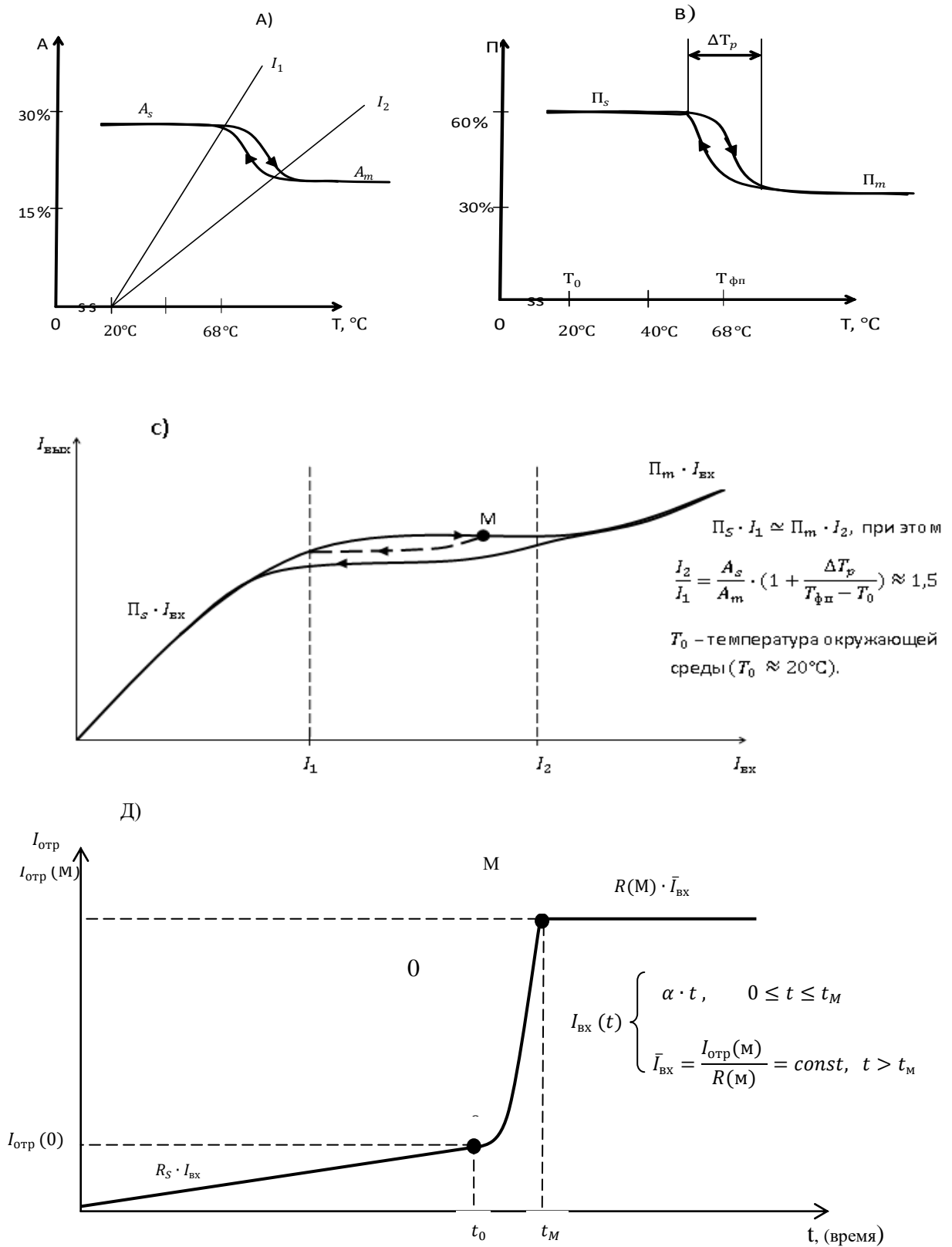


Рис.5.16. Термооптические и нелинейные свойства пленок VO_2 ($\lambda_p = 980 \text{ nm}$): температурные зависимости коэфф. поглощения (а); пропускания (в); нелинейного пропускания (с); временная зависимость интенсивности отражения в режиме настройки СМН и в рабочем состоянии (д)

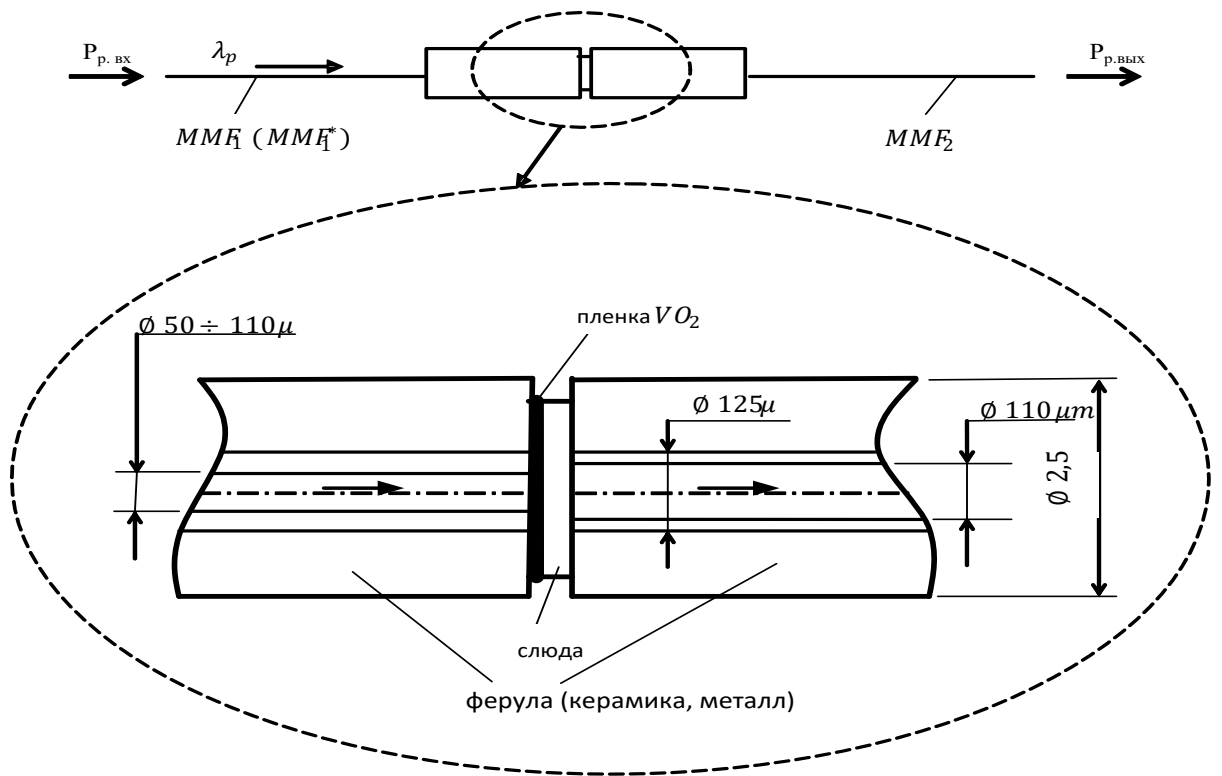


Рис.Д

Рис. 5.17. Схема волоконного СМН на основе пленок VO_2 .

Несмотря на то, что пленки VO_2 , использованные в СМН (СМН*), получены в едином технологическом процессе, однако зависимости $P_{\text{вых}}(P_{\text{вх}})$ имеют разный характер, что объясняется тем, что в пленочной структуре действуют одновременно два механизма модуляции: 1) амплитудный – связанный с равномерным изменением коэффициента пропускания (отражения) пленки VO_2 ; 2) пространственный – связанный с изменением поперечного профиля распределения $\Pi(M)$ фаз. Вклад каждого из них в интегральные оптические коэффициенты зависят от: профиля интенсивности падающего пучка; оптических и теплофизических характеристик пленки VO_2 , подложки; граничных условий. Ясно, что в пленке VO_2 , освещаемой излучением из световода с меньшим диаметром сердцевины (MMF_1^*) вклад пространственной составляющей модуляции существенно меньше, что объясняет указанное различие характеристик СМН и СМН*. Несмотря на то, что параметры созданных СМН отличаются от «идеальных», они в полной мере решают

поставленную задачу – обеспечивают стабилизацию мощности накачки ВЛ в пределах 5% (в условиях перепада мощности на входе в 1,5 раза).

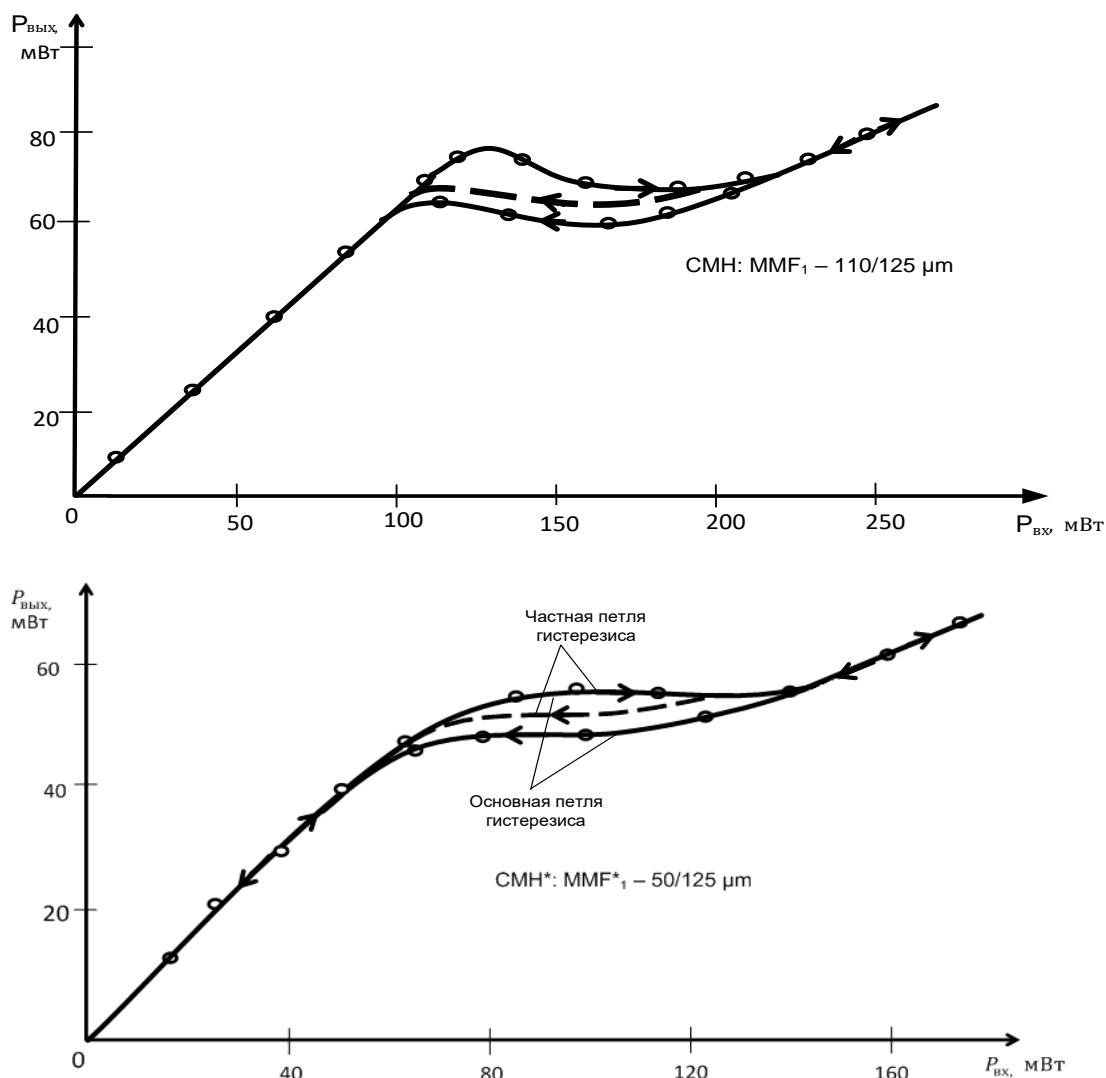


Рис. 5.18. Экспериментальные зависимости $P_{вых}(P_{вх})$ для СМН(СМН*).

Оценки быстродействия СМН, определяемого временем тепловой релаксации ФППМ составляют, $\tau_{фп} \approx 0,1 \div 1$ мсек [340*,341*], что обеспечивает эффект стабилизации, по крайней мере, в диапазоне частот модуляции 0,5 ÷ 1кГц. В силу спектральной широкополосности ФППМ, предложенный метод применим для стабилизации мощности накачки также в

других типах ВЛ с накачкой на характерных длинах волн, например: $\lambda_p = 790, 808, 1260, 1480 \text{ nm}$.

В) Источники нестабильности и флуктуаций в ВЛ-МОМРС, оценки флуктуаций частоты автоколебаний

Флуктуации характеристик релаксационных колебаний в твердотельных лазерах существенно зависят от флуктуаций параметров оптического резонатора, причем, с ростом относительного уровня накачки в интервале $1 < r = \frac{P}{P_{th1}} \lesssim 1,5$ происходит резкое падение указанных флуктуаций, которые при $r \gtrsim 1,5$ выходят на практически постоянный уровень [342]. С учетом этого, при разработке автогенераторных ВОД, нами использованы ВЛ-МОМРС, функционирующие в режиме автоколебаний, как правило, в условиях $r \gtrsim 1,5$ ($1,5 \lesssim r \lesssim 2,5$)

На рис.5.19 приведены экспериментальные зависимости $F(r^*, \theta)$ частоты автоколебаний в ЭИВЛ-МОМРС с автоколлиматорной связью от относительного уровня накачки [190*], где $r = P/P_{th2}$ (P_{th2} - порог возбуждения автоколебаний) и от положения рабочей точки θ - исходного угла на рабочей ветви диаграммы направленности автоколлиматора, определяющего оптическую связь между микроосциллятором и лазерным резонатором. Видно, что увеличение накачки в пределах 10% вначале приводит лишь к медленному росту частоты автоколебаний, а затем вызывает быстрое увеличение частоты. Наблюдаемое поведение $F(r)$ находится в качественном согласии с результатами численного моделирования, представленными на рис.5.13-14. Дальнейшее увеличение накачки ($r \gtrsim 1,7$), вызывает существенную расстройку частот $\left| \frac{f_{rel} - f}{f} \right| \simeq 0,2$, что приводит к срыву автоколебаний (несмотря на увеличение мощности излучения ВЛ).

Из данных на рис.5.19 следует, что изменение параметра оптической связи приводит к заметному монотонному изменению частоты автоколебаний, что согласуется с теоретическими представлениями (раздел 1.7). Отметим, что

указанная зависимость $F(\theta)$ может использоваться для создания частотных ВОД угловых перемещений [343*].

Изменения внешних условий и воздействия на сенсорный элемент приводят к изменению добротности (Q) микроосцилляторов [344,345], в частности, при уменьшении давления в воздухе (вакуумировании) от нормального значения до форвакуума (10^{-2} мм.рт.ст.) добротность микроосциллятора может возрасти более чем на порядок. На рис.5.20. приведены зависимости частоты автоколебаний от добротности $F(Q)$ (при фиксированной собственной частоте), полученные нами расчетным путем в соответствии с моделью (§1.7). Экспериментальная зависимость частоты автоколебаний от давления $F(p)$ приведена на рис.5.21. Обращает внимание на себя немонотонность расчетной зависимости $F(Q)$, которая противоречит зависимости $F^*(Q)$ (формула (1.60)), полученной в линейном приближении. На наш взгляд, это можно объяснить тем, что при увеличении добротности значительно возрастает амплитуда колебаний, что, в силу нелинейности ВЛ – МОМРС (как лазерной подсистемы, так и МОМРС), может приводить к неизохронности автоколебаний, которая не учитывается упрощенной формулой (1.60). При этом монотонный характер экспериментальной зависимости (рис.5.21) можно объяснить тем, что, во-первых, в использованных микроосцилляторах недостаточно возрастает добротность - при откачке до 10^{-2} мм.рт.ст. увеличение добротности не превышало $2,5 \div 4$ раза. Во-вторых, в условиях разрежения возникает дополнительный механизм смещения частоты автоколебаний, связанный с температурной зависимостью собственной частоты микроосциллятора. Дело в том, что неполная прозрачность материалов приводит к тому, что часть лазерного излучения поглощается в МОМРС, вызывая ее нагрев, который в вакууме резко возрастает из-за ухудшения теплоотвода. В этой связи, при создании прецизионных резонансных ВОД следует использовать МОМРС лишь из «прозрачных» материалов, механизм

лазерного возбуждения которых не связан с поглощением излучения (давление света, оптическая градиентная сила, электрострикция и др.).

Флуктуации

В режиме одночастотных квазигармонических автоколебаний интенсивность лазерного излучения в ВЛ-МОМРС можно представить в виде $I(t) \approx A \cdot \cos(2\pi F \cdot t + \varphi) + \bar{I}$, где A , φ – соответственно амплитуда, фаза; \bar{I} – средняя интенсивность, включающая, в частности, спонтанное излучение, $F = F(T, P, \varepsilon \text{ и др.})$ – частота автоколебаний, зависящая от параметров системы и внешних воздействий (измеряемых величин T, P, ε и др.).

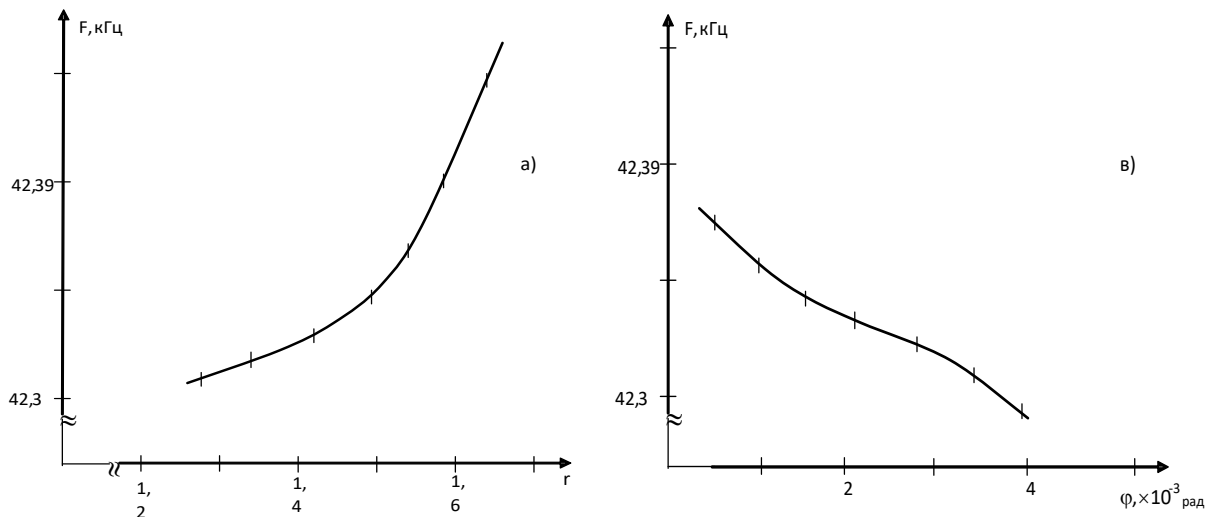


Рис.5.19. Экспериментальные зависимости частоты автоколебаний $F(r^*, \theta)$ в ЭИВЛ-МОМРС с автоколлиматорной связью от относительной накачки (r) и исходного угла (θ), (микроосцилятор Si-микроконсоль, $l \cdot b \cdot h = 580 \cdot 160 \cdot 12 \mu\text{m}$, $Q \approx 60$).

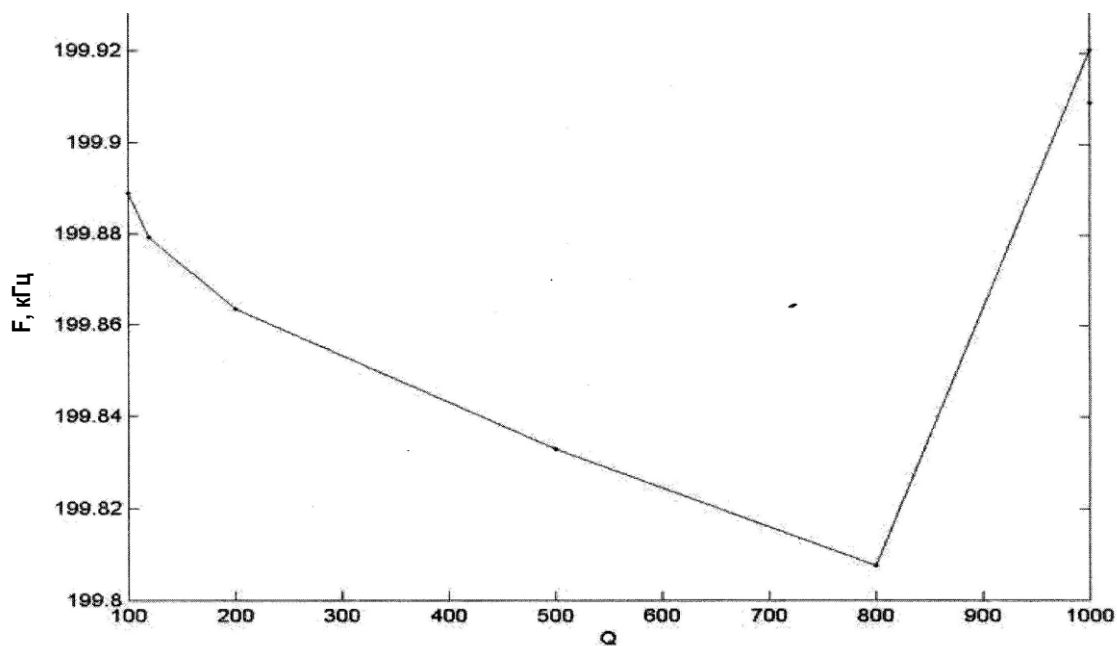


Рис. 5.20. Расчетная зависимость частоты автоколебаний в ЭИВЛ-МОМРС от добротности микроосциллятора, $F(Q)$ (параметры – табл.1), $f = 200$ kHz.

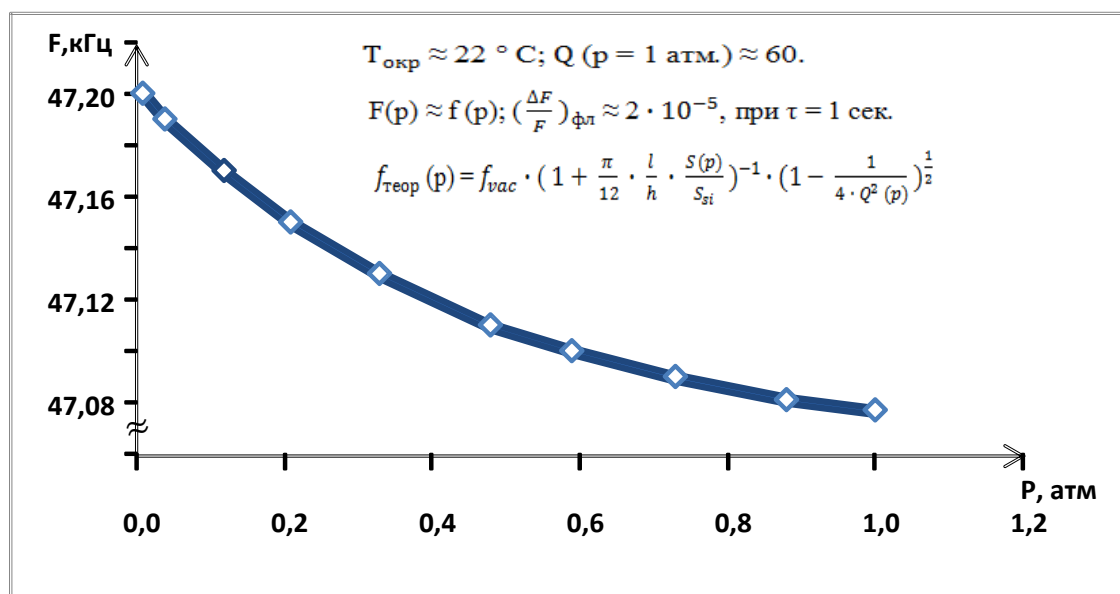


Рис. 5.21. Экспериментальная зависимость частоты автоколебаний от давления в воздухе $F(p)$: (МОМРС – Si – микроконсоль, $Q \approx 90$, $l \cdot b \cdot h \approx 460 \cdot 42 \cdot 6 \text{ } \mu\text{m}^3$ с отражающим многослойным интерференционным покрытием ($S_i O_2 + Z_r O_2$ по 9 слоев с толщиной $\lambda/4$). $R_{\text{отр}}(\lambda_s = 1,54 \text{ } \mu\text{m}) \approx 92\%$.)

Как известно [334], при полном отсутствии каких-либо возмущений (флуктуаций, внешних воздействий) установившееся движение изображающей точки автогенератора в фазовом пространстве происходит строго периодически вдоль определенной замкнутой кривой – предельного цикла, при этом спектр сигнала такого «идеального» автогенератора представляет собой монохроматическую линию с нулевой шириной и фиксированной частотой! С учетом флуктуационных колебаний (шумов) амплитуда и фаза являются случайными функциями времени, которые можно представить в виде $A_{сл}(t) = \bar{A} + a_{сл}(t) = \bar{A} (1 + \alpha_{сл}(t))$; $\varphi_{сл}(t) = \int_{t_0}^t \vartheta_{сл}(\tau) d\tau$, где случайные функции: $\alpha_{сл}(t) \ll 1$, $\vartheta_{сл}(t) \ll F$ характеризуют, соответственно, флуктуации амплитуды и частоты [334], при этом ширина и форма спектральной линии определяются свойствами случайных функций: $\alpha_{сл}(t)$ и $\vartheta_{сл}(t)$, а также их корреляционными характеристиками.

При достаточно общих допущениях [334], реальный спектр автоколебаний состоит из узкополосного слабоборозытого пика, обусловленного флуктуациями частоты и широкополосного пьедестала (подставки), обязанного флуктуациям амплитуды и наличию корреляции между флуктуациями амплитуды и частоты. Таким образом, флуктуации амплитуды играют лишь второстепенную роль в формировании ширины и формы линии генерации – основных характеристик, определяющих точность измерения частоты автоколебаний.

В случае ВЛ-МОМРС $\alpha_{сл}(t)$, $\vartheta_{сл}(t)$ являются результирующими случайными функциями, которые учитывают все виды флуктуаций в ВЛ-МОМРС, присущих как микроосциллятору, так и лазерной подсистеме. Для микроосцилляторов характерны: 1) термофлуктуационные (тепловые) колебания ($\Delta U_{фл} \sim (kT)^{\frac{1}{2}}$, раздел 5.4); 2) шумы фотоиндуцированных сил, обусловленные флуктуациями интенсивностей: лазерного ($\Delta F_{с.фл} \sim \Delta I_{с.фл}$); спонтанного излучения ($\Delta F_{сп.фл} \sim \Delta I_{сп.фл}$); и остаточного излучения накачки ($\Delta F_{р.фл} \sim \Delta I_{р.фл}$) которые включают, в частности, дробовые шумы; 3)

флуктуации температуры микроосциллятора $\Delta T_{\text{фл}} = \left(\frac{\kappa T^2}{C}\right)^{\frac{1}{2}} \sim 10^{-6} \div 10^{-4} \text{ К}$ (в ряде случаев сопоставимые с амплитудой температурной волны в КЭ при фототермическом возбуждении МОМРС (C - теплоемкость КЭ), которые, в свою очередь, приводят непосредственно к флуктуациям резонансной частоты МОМРС из-за температурной зависимости. В случае микроосцилляторов, включающих разные материалы температурные флуктуации приводят к возникновению «дополнительных» флуктуационных сил $\Delta F_{\Delta T, \text{фл}} \sim \Delta \alpha \cdot \Delta T_{\text{фл}}$, где $\Delta \alpha$ – разница КТР материалов; 4) существенное влияние на флуктуации резонансной частоты микромеханических резонаторов оказывают флуктуации термодинамических параметров окружающей среды, в особенности – флуктуации температуры [346].

Лазерная подсистема также характеризуется большим разнообразием случайных процессов [347], которые приводят к флуктуации характеристик лазерного излучения (интенсивности, частоты, и др.). В частности, флуктуации параметров резонатора приводят: к флуктуациям фазы мод; смещениям пространственного распределения поля относительно ПДИ; к смещениям спектра излучения относительно спектра усиления АС, приводящих к флуктуациям усиления мод, интенсивности и др.. Как известно [29], задача о генерации твердотельного лазера с нестабильностями резонатора может быть сведена к задаче о движении броуновской частицы с трением в потенциальной яме – движении, представляющем собой наложение динамических релаксаций к стационарной точке и статистического дрейфа от нее, при этом именно ПДИ способствует резкому повышению флуктуаций интенсивности генерации твердотельных лазеров.

Следовательно, флуктуации частоты автоколебаний МОМРС, рассчитанные в предположении строго фиксированных характеристик источника энергии (лазерного излучения) и параметров системы [345]:

применительно к ВЛ-МОМРС могут слжить лишь грубой оценкой «снизу» реальных значений флуктуаций частоты автоколебаний.

В работе Я.И.Ханина (а также в ссылках, приведенных в ней), посвященной анализу флуктуаций в лазерах [134] («Проблема избыточного шума и адекватные модели лазеров») показано, что:

1. флуктуации суммарной интенсивности многомодового лазерного излучения не претерпевает изменения по сравнению с сопоставимым по мощности одномодовым (одночастотным) режимом;
2. в многомодовом режиме сильно возрастают флуктуации интенсивности отдельных мод;
3. флуктуации частот (длин волн) мод генерируемого излучения в многомодовом лазере существенно больше, чем в одномодовом (одночастотном), при этом отсутствует «резонансное» увеличение флуктуаций линий генерации с частотной компонентой на $f_{rel.s}$;
4. в лазерах класса В упрощенная модель с адиабатически исключенной поляризацией АС позволяет корректно описывать флуктуационные процессы, однако балансные (точечные) модели непригодны для строгого описания шумов.

Применительно к рассматриваемым ВЛ-МОМРС, в соответствии с п.п. 1-3, для минимизации флуктуаций важно устранить дискриминацию генерируемых мод в лазерной системе, в связи с чем в экспериментах использованы ВЛ-МОМРС, которые благодаря использованию в резонаторе одномодовых активных и пассивных волоконных световодов генерируют лишь на продольных модах, имеющих единый поперечный профиль. Важно обеспечить также равенство: эффективностей возбуждения упругих колебаний отдельными модами; коэффициентов оптической связи микроосциллятора с оптическим резонатором ВЛ для всех генерируемых мод. Также необходимо исключить дискриминацию поляризационных «супермод» как в отношении эффективности возбуждения колебаний, так и коэффициентов связи с МОМРС.

Для этого необходимо минимизировать спектральную и поляризационную дисперсию лазерного резонатора, микроосциллятора и элементов, определяющих оптическую связь между ними, причем, в широком спектральном диапазоне: как в пределах полосы оптического усиления (люминесценции) АС, так и в пределах спектра излучения накачки.

Необходимо отметить важную особенность ВЛ-МОМРС, обусловленную нестационарным характером резонатора из-за флуктуационных колебаний МОМРС, что, в свою очередь, приводит к флуктуациям спектра собственных частот (а также других параметров) мод резонатора. При этом значимость указанных флуктуаций обусловлена тем, что они имеют резонансный характер с максимумом именно вблизи собственных частот МОМРС, которые создают возмущения именно вблизи частоты автоколебаний и, тем самым, могут приводить к эффектам синхронизации автоколебаний случайным возмущающим сигналом или к биениям [143]. В условиях сильной спектральной зависимости оптической связи между резонатором ВЛ и микроосциллятором указанные флуктуации приводят к дополнительным шумам: - шумам «разделения» мод (включение мод в «генерацию» и выход из режима генерации), а так же к дополнительным шумам выходной мощности ВЛ – информационного сигнала ВОД из-за флуктуаций «центра» спектра излучения (даже при одной и той же энергии импульсов излучения). В этой связи отметим, что оптическая связь в ВЛ-МОМРС через автоколлиматор характеризуется существенно более слабой (по сравнению со случаем связи через ИФП) спектральной зависимостью (определяемой, по существу, материальной дисперсией селфока), тогда как в ИФП практически 100%-ое изменение оптических коэффициентов (в частности, коэффициента отражения) происходит в пределах области свободной дисперсии ИФП $\Delta \lambda_{с.д.} = \frac{\lambda^2}{2H}$ (H – база ИФП). В связи с тем, что в ВЛ-МОМРС, как правило, $H \gg \lambda$, то имеем $\Delta \lambda_{с.д.} \ll \lambda$ (более того, в высокочастотных ИФП значительные изменения

происходят в диапазоне $\Delta\lambda^* \simeq \frac{\Delta\lambda_{с.д.}}{Q_{опт}}$, где $Q_{опт} \gg 1$ – добротность (оптическая) резонатора (ИФП)). Поэтому, в прецизионных автогенераторных ВОД целесообразно использовать ВЛ-МОМРС именно с автоколлиматорной связью. Отметим также, что с точки зрения минимизации спектральной зависимости оптической связи и фотоиндуцированных сил весьма перспективными представляются оптоволоконные микроосцилляторы на многомодовых световодах (раздел 4.4).

Хотя в волоконных лазерах эффективность преобразования оптической накачки в лазерное излучение весьма высокая (достигает 80% [41]), тем не менее, часть мощности накачки преобразовывается в АС в тепловую энергию, которая через термооптические и термомеханические эффекты [25] приводит к изменению параметров оптического резонатора, характеристик АС, вызывающих перестройку спектра резонатора относительно контура усиления АС и структуры ПДИ. Кроме того, флуктуации мощности накачки вызывают изменение характеристик резонатора также вследствие фотоиндуцированного изменения показателя преломления АС, пропорционального инверсии населенности в АС [26]. При этом возмущения режимов генерации ВЛ зависят даже не столько от величин отклонений параметров, сколько от скорости изменения указанных отклонений (в частности, существенные возмущения следует ожидать при скорости изменения собственной частоты моды резонатора $\frac{dv_m}{dt} \gtrsim 10^{15}$ Гц/сек [24]). В этой связи важно отметить, что указанные термооптические и фотоиндуцированные эффекты являются достаточно медленными, инерционность которых определяется, соответственно, временем тепловой релаксации (τ_{th}) и инверсии населенности в АС ($\tau_{sp} \simeq 1 \div 10$ мсек), что приводит к сильному ослаблению влияния указанных механизмов на флуктуации частоты автоколебаний в ВЛ-МОМРС, которое, как можно показать [143], определяется фактором $\frac{\langle \Delta P_p (\Omega \approx F) \rangle_{фл.}}{4 \pi^2 \cdot \tau_{th}^2 (\tau_{sp}^2) (\Omega^2 - F^2)}$.

Так как в рассматриваемых ВОД, во-первых, используются ВЛ весьма малой

мощности ($P_{\text{вых}} \approx 10\text{мВт}$), во-вторых, спектральная плотность флуктуаций мощности излучения лазера накачки $\langle P_p(\Omega) \rangle_{\text{фл.}}$ с ростом частоты существенно падает ($\Omega \approx F$) [348,349], то с учетом отмеченного фактора ослабления влиянием указанных механизмов на флуктуацию частоты автоколебаний в ВЛ-МОМРС можно пренебречь (по крайней мере, существенно меньше наблюдаемых в эксперименте). Это подтверждается результатами следующего эксперимента: в рассматриваемых ВЛ-МОМРС погружение АС в воду (из воздуха), приводящее к существенному изменению теплоотвода от АС (в разы!), и следовательно, теплового режима в ВЛ, не приводит к заметному изменению параметров автоколебаний (по крайней мере, изменения частоты не превышают типичного уровня флуктуаций).

Обусловленное флуктуациями мощности накачки резкое вступление в генерацию «новых» мод (и выход из генерации) представляет собой, по существу, импульсное возмущение ВЛ-МОМРС, спектр которого (Ω) может простирается до частот автоколебаний (F), создавая, тем самым, возмущения «резонансного» характера ($\Omega \approx F$), которые могут приводить к явлениям «биений» частоты выходного сигнала или «синхронизации» автоколебаний частотой возмущения [143]. При этом, возможны два предельных случая, когда можно пренебречь указанными возмущениями («толчками»): 1) случай одномодовых, одночастотных лазеров, когда в принципе отсутствует сама причина указанного возмущения; 2) лазеры с большим (бесконечным) количеством мод, характеризующихся «непрерывным» распределением собственных частот, что реализуется, в частности, в условиях нерезонансной обратной связи [160]. Динамика последних может быть описана в рамках «концепции излучения как целого» [146], в которых сильное взаимодействие («перемешивание») мод приводит к «инерции» спектра генерации и временной эволюции спектра, характерной для процессов диффузии, которые протекают без резких скачков и «всплесков», способствуя, тем самым, повышению

стабильности параметров автоколебаний в ВЛ-МОМРС и характеристик ВОД на их основе.

На рис.5.22 приведены экспериментальные зависимости частоты автоколебаний в ЭИВЛ-МОМРС с автоколлиматорной связью, в которых нерезонансная обратная связь реализована с помощью диффузных отражателей (Раздел 2.2). В качестве АС использованы GTW – структуры, накачка которых осуществляется в многомодовую оболочку излучением многомодового ПЛ ($\lambda_p = 976 \text{ nm}$) с непрерывной выходной мощностью $P_p = 0 \div 200 \text{ mW}$. С целью минимизации нестабильности частоты, обусловленной поляризационной анизотропией излучения накачки разработана специальная схема (Приложение F.), позволяющая осуществлять накачку АС как «деполяризованным», так и ортогонально-поляризованными компонентами (X,Y) излучения (как порознь, так и одновременно): $P_{p,x} = P_{p,y} \approx \frac{1}{2} P_p$. При этом, схема обеспечивает значительную временную задержку $\tau_{x,y}$ поляризационных компонент с «эквивалентной» разностью хода для поляризационных компонент $\Delta l = l_x - l_y \approx 4 \text{ м} \gtrsim l_{c,i}$ - длины когерентности для отдельных мод лазера накачки, что способствует уменьшению степени поляризации излучения накачки в АС (даже для отдельных мод!). Измерения проведены в лабораторных условиях (без применения специальных мер по стабилизации параметров узлов схем и изоляции от вибраций).

Полученные экспериментальные данные позволяют заключить: 1) в течении 2-х часов КНЧ автоколебаний не превышает $(\frac{\Delta F}{F})_{\text{фл.}} \approx \pm 3 \cdot 10^{-6}$ (рис.5.22); 2) «деполяризация» накачки приводит к уменьшению флуктуаций частоты автоколебаний в 1,5 ÷ 1.8 раза (по сравнению со случаем линейной поляризации при той же мощности).

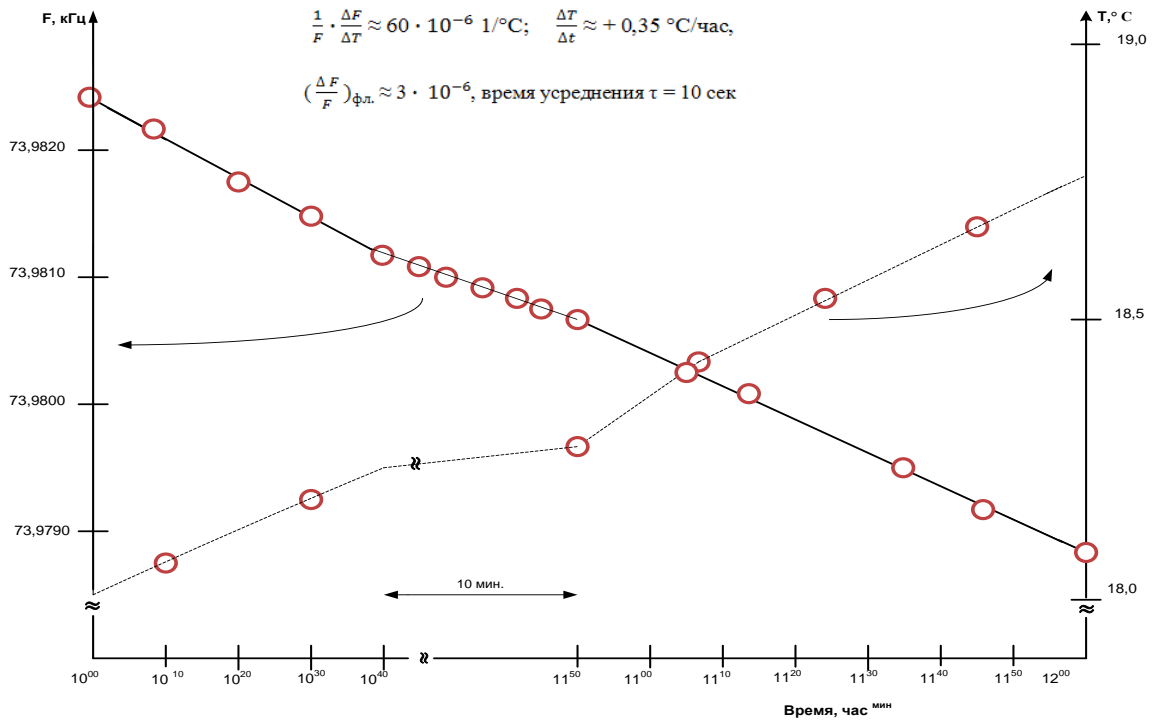


Рис. 5.22. Экспериментальная зависимость частоты автоколебаний в ЭИВЛ-МОМРС от времени $F(t)$ (в лабораторных условиях, $\frac{\Delta T}{\Delta t} \approx +0,35$ °C/час). МОМРС – Si – микроконсоль: $l \cdot b \cdot h \approx 380 \cdot 60 \cdot 6 \mu m^3$, автоколлиматор с цилиндрической линзой); (—) – частота автоколебаний F ; (----) – температура окр. среды.

5.7. Применения ВОД: исследования напряженно – деформированного состояния грунта и элементов металлоконструкций

Одной из важных областей применения датчиков и контрольно-измерительных систем является мониторинг технического состояния строительных сооружений, при этом усложнение объектов контроля, использование в них новых материалов, ужесточение условий эксплуатации существенно повышают требования к контрольно-измерительным средствам. В этой связи использование ВОД в указанных системах мониторинга представляется целесообразным не только благодаря их высоким метрологическим показателям, но также в силу того, что использование измерительных средств, использующих разные физические принципы действия (в частности – электронные и волоконно - оптические) способствует

повышению как достоверности полученных результатов, так и надежности системы в целом.

В данном разделе изложены результаты экспериментальных исследований упруго-механических свойств сплошной среды (грунта) [350*] и напряженно-деформированного состояния (НДС) элементов несущих конструкций строительных сооружений с помощью ВОД деформаций и давления, разработанных в настоящей работе [351*-354*]. В исследованиях использованы различные типы ВОД, основанные на модуляции характеристик излучения в сегментах специальных (металлизированных) световодов с макроизгибом в результате внешних воздействий и фотоиндуцированных деформаций (колебаний). Важно подчеркнуть, что все измерения проведены в «полевых» условиях на реально функционирующих объектах. При этом метод контроля НДС грунта, характеристики которого, существенно определяют состояние строительного сооружения в целом [355] (основания и надземной части) рассмотрен здесь более развернуто [350*], а условия экспериментов и результаты исследований НДС металло – и железо-бетонных конструкций с помощью разработанных ВОД изложены в работах [352*-354*]. Одной из ярких демонстраций эффективности рассматриваемых ВОД является регистрация ими запредельных изменений НДС несущих конструкций уникального спортивного комплекса «Уральская Молния» (г.Челябинск), вызванных воздействием ударной волны от Челябинского метеорита (15 февраля 2013г.), которые зафиксированы с помощью системы мониторинга, указанного объекта, базирующегося на ВОД деформаций. Данные системы мониторинга оказали неоценимую помощь при определении характера разрушений и объема ремонтно-восстановительных работ [354*].

«In vivo» контроль модуля Юнга сплошной среды – упрочненного грунтового массива

Грунты представляют собой многофазные, нелинейные, неоднородные среды, в которых изменение механических напряжений сопровождается целым

рядом физико-химических процессов с различными временными масштабами [355], при этом контроль технологических режимов, в частности, в ходе работ по его упрочнению (цементации) целесообразно осуществлять с помощью датчиков деформаций и давления, непосредственно реагирующих на изменения НДС среды. Следуя Цытовичу Н. А., деформации в грунте после приложения нагрузки, в большинстве случаев, происходят не «мгновенно», а развиваются во времени, что обусловлено ползучестью скелета грунта, вследствие процессов фильтрации, отжатия воды из пор, консолидации скелета и т.д. Это обстоятельство, в свою очередь, обуславливает существенную зависимость длительности процессов от геометрических размеров контролируемой области грунта, поскольку процессы установления нового равновесного состояния в более протяженных областях происходят дольше из-за большей длительности фильтрационно - диффузионных процессов, перераспределения компонентов между различными фазами среды (жидкие, газообразные и твердые области).

Использование датчиков двух видов (давления и деформации), имеющих существенно разные масштабы размеров позволяет получить не просто «удвоенный» массив данных, что, само по себе более достоверно решает задачу контроля протекающих процессов, но позволяет получить качественно новые результаты. Так, сопоставление данных одновременного измерения давления и деформаций позволяет определить модуль деформации (модуль Юнга) грунта – величины, играющей ключевую роль в расчетах НДС основания сооружения [355], а также позволяет судить о динамике процессов. При этом, особо подчеркнем важность проведения измерений в режиме «in vivo» непосредственно в естественных (эксплуатационных) грунтовых условиях, так как при традиционном (косвенном) способе измерения путем извлечения образца грунта для лабораторных исследований, свойства извлеченного образца могут существенно отличаться от свойств реальной геологической среды.

Различие размеров датчиков позволяет сделать определенные выводы о динамике происходящих процессов. Это подтверждают результаты измерений

НДС грунта с помощью ВОД деформаций и давления (рис. 5.23), полученные в ходе упрочнения грунта путем цементации при строительстве Алабяно - Балтийского тоннеля (г. Москва, Ленинградский пр-т).

На рис.5.24 представлена часть результатов измерений НДС, полученных в работе [350*]. Данные получены с помощью 4-х канальной системы ВОД (рис.5.23), включающей один датчик давления (1025) и два датчика деформаций (1034 и 1036), которые расположены в грунте на одной глубине - около 6м., расстояние между ними в горизонтальной плоскости не более 4м. Один канал резервный (в измерениях не участвует).

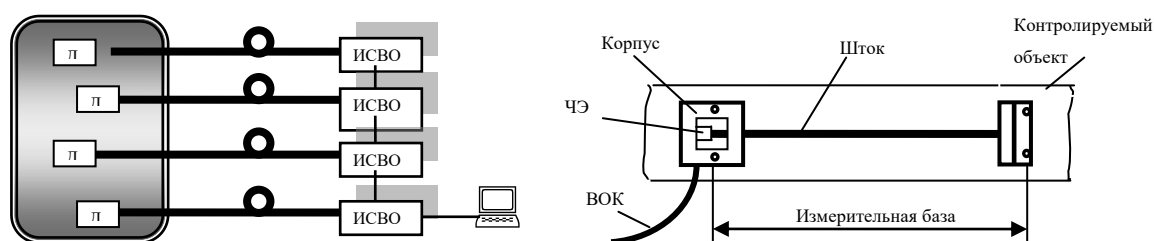


Рис. 5.23. Схема 4-х канального ВОД и первичного преобразователя деформаций.

4-х канальный ВОД включает:

- первичные преобразователи деформаций и давления (ППД), осуществляющих преобразование измеряемых деформаций (давления) в соответствующие деформации растяжения и изгиба специального металлизированного световода – сенсорного элемента (СЭ), расположенного в корпусе ППД. Это приводит к изменению АЧХ резонансных колебаний СЭ и параметров модулированного оптического излучения на выходе ППД. Преобразователь не требует электрического питания и не содержит каких-либо электрических цепей, является абсолютно искробезопасным, не имеет проблем электромагнитной совместимости и гальванической развязки с объектом контроля (при необходимости, возможно создание ППД из полностью диэлектрических материалов);

- оптоэлектронных приемно-передающих модулей на основе лазеров, фотодиодов;
- волоконно-оптического кабеля (ВОК) на основе стандартного одномодового световода (SMF-28), соединяющего ППД с оптоэлектронными модулями;
- электронного блока (ИСВОД), осуществляющего обработку сигналов, индикацию, хранение и передачу результатов измерений.

Цикл опроса всех четырех каналов осуществляется за 4 секунды. Результаты измерений ВОД – относительные деформации $\varepsilon = \Delta l / l$ (давление, P) определяются автоматически путем пересчета изменений выходных сигналов ИСВОДов в соответствии с индивидуальными градуировочными кривыми отдельных датчиков: $U_i(\varepsilon)$, $U_i(P)$.

Данные, приведенные на рис.5.24, (в большей мере - в [350*]) свидетельствуют о том, что грунтовый массив в контролируемой зоне практически все время подвергается возмущениям (что является источником возмущений? – вопрос второстепенный), отклик грунта на указанные нагрузки - переменное давление с разными амплитудно-временными характеристиками, регистрируется с помощью многоканальной ВОД.

Из данных следует, что увеличение давления в грунте сопровождается деформацией сжатия, а уменьшение (сброс давления) – деформацией растяжения, что естественно ожидать в соответствии с “обобщенным” законом Гука для сплошной среды. Степень корреляции выходных сигналов от разных датчиков – 100%: наблюдается «синхронное» изменение давления и деформаций с той разницей, что длительность (τ) интервалов (фронтов) в течение которых деформации выходят на стационарный уровень (релаксация деформаций) существенно больше длительности фронта скачка давления. Иными словами, при изменении нагрузки датчик давления реагирует «мгновенно», а деформации устанавливаются сравнительно долго. Наиболее четко это видно из данных, приведенных на рис.5.24. Одинаковый характер поведения сигналов обоих датчиков деформаций свидетельствует о том, что

нагрузки и свойства грунта, по крайней мере, в пределах зоны контроля, достаточно однородны.

Из данных на рис.5.24 следует, что при увеличении давления на величину, $\Delta p = + 0,8$ атм. относительные деформации сжатия возрастают на $\Delta \varepsilon = 0,04 \cdot 10^{-3}$, что соответствует модулю Юнга упрочненного грунта $E \approx \Delta p / \Delta \varepsilon \approx 2 \cdot 10^9$ Па. Таким образом, модуль Юнга упрочненного грунта почти на два порядка превышает значения для грунтов, находящихся в условиях естественного залегания [355] и примерно на порядок меньше модуля упругости бетона.

Динамика НДС

Возмущения напряжений в грунте распространяются достаточно быстро (со скоростью звука), однако деформационный отклик среды на указанные возмущения значительно растянут во времени из-за медленных процессов перестройки, перераспределений в структуре грунта. При резком изменении давления новое установившееся значение деформаций определяется соответствующим новым равновесным состоянием грунта, включая область расположения датчика. Темпы установления нового равновесия определяются фильтрационными и диффузионными процессами в указанных областях, и, соответственно, время отклика датчиков деформаций зависят от размеров контролируемых областей, т.е. размеров датчиков.

В предположении, что определяющими являются диффузионные процессы, время релаксации τ и размер датчика ℓ связаны соотношением $\tau \approx \ell^2 / D$, где D – коэффициент диффузии. Т.к. различие в размерах датчиков деформаций ($\ell \approx 1$ м) и давления ($\ell' \approx 0,06$ м) весьма существенное, то и временная растянутость фронтов датчиков деформаций значительно больше. Полученные данные приводят к оценке значения коэффициента диффузии в грунте: $D \approx \ell^2 / \tau \approx 0,7$ м²/час, использованного в расчетах по определению пространственно-временной картины поля деформаций в грунте в ходе работ по его упрочнению. Важно подчеркнуть, что размеры СЭ (измерительной базы) датчиков, используемых в

неоднородных средах с твердыми включениями, должны существенно превышать масштаб неоднородностей и включений в среде.

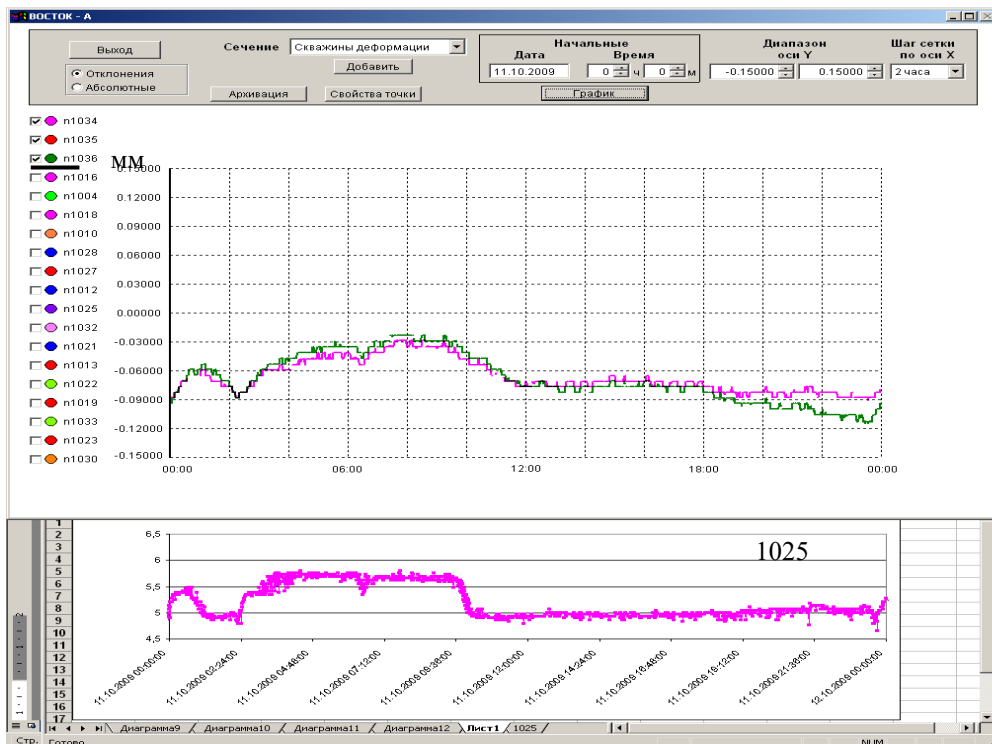
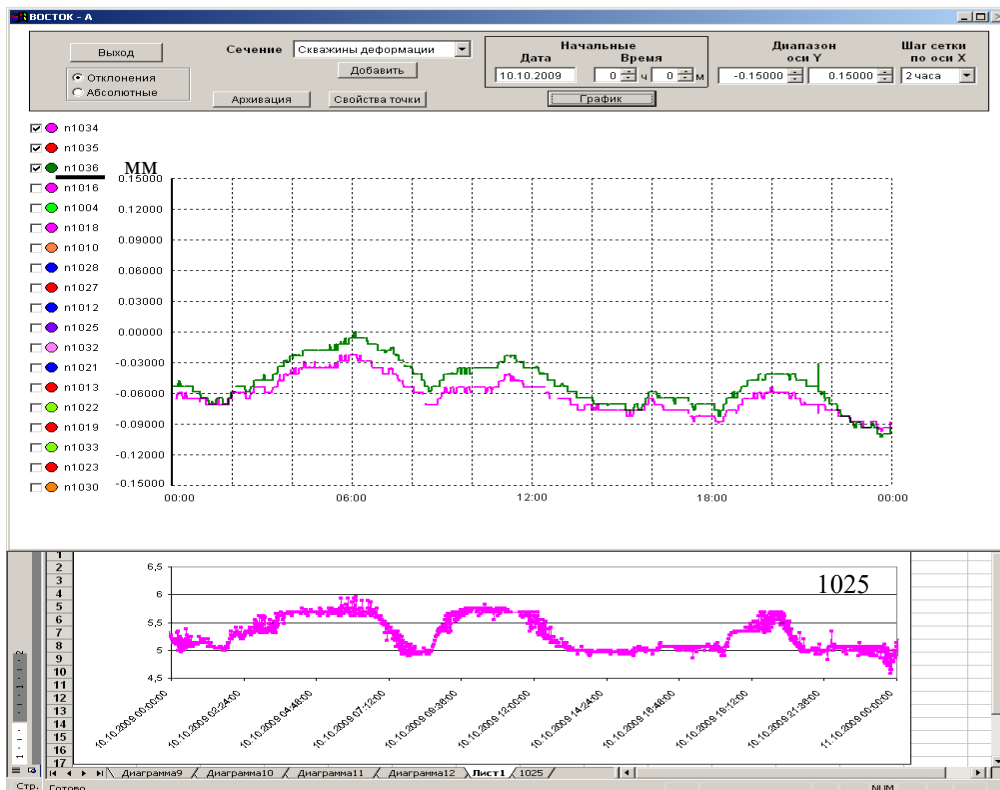


Рис. 5.24. Нижний график – показания датчика грунтового давления 1025, верхний – датчиков деформации МЦ34 (n1034) и МЦ36 (n1036). Дата: (10-11).10.2009.

Выводы к ГЛАВЕ 5

1. Изложены принципы построения резонансных ВОД на основе лазерных систем ВЛ-МОМРС, использующие режимы свободных, вынужденных и автоколебаний. Предложены и созданы частотные ВОД акустического давления, основанные на модуляции частоты автоколебаний в миниатюрных лазерных системах ВЛ-МОМРС, играющих роль измерительных преобразователей акустического давления. Разработаны и исследованы характеристики лабораторных макетов резонансных ВОД силы, температуры, деформаций, реализованных в полностью волоконном исполнении;
2. на основе анализа зависимостей частоты автоколебаний от параметров лазерной системы ВЛ-МОМРС установлено, что в реальных условиях эксплуатации одним из основных источников погрешности рассматриваемых ВОД является нестабильность мощности накачки ВЛ. Предложен метод автоматической стабилизации мощности накачки ВЛ ($\pm 3\%$), основанный на нелинейных свойствах пленок VO_2 , обусловленных лазерным индуцированием фазового перехода металл-полупроводник излучением накачки. Рассмотрены основные источники флуктуаций в ВЛ-МОМРС, экспериментально показано, что в лазерных системах на основе ВЛ с нерезонансной обратной связью в лабораторных условиях относительные флуктуации частоты автоколебаний в ВЛ-МОМРС не превышают $\pm 2 \cdot 10^{-6}$;
3. предложены и экспериментально исследованы резонансные ВОД с минимальной составляющей погрешности, обусловленной неизохронностью колебаний, основанные на регистрации термофлуктуационных резонансных колебаний ММФ-сегментов SMS структур.
4. разработаны принципы построения, базовые конструкции и алгоритмы функционирования многоканальных, многопараметрических ВОД, успешно прошедшие апробацию в условиях эксплуатации на действующих промышленных объектах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выполнен анализ режимов периодических колебаний микроосцилляторов, взаимодействующих в лазерном излучении в условиях внутренних резонансов в лазерных системах. Экспериментально показано, что в волоконных лазерах с микроосцилляторами синхронные автоколебания, в условиях резонанса релаксационных колебаний в ВЛ и собственных колебаний микроосциллятора, существуют независимо от: конфигурации резонатора; схем рабочих уровней и способов накачки активного световода; модового состава лазерного излучения; типов микроосцилляторов и механизмов оптического возбуждения колебаний; автоколебания имеют место в волоконных лазерах также с нерезонансной обратной связью, реализованной с помощью отражателей в виде диффузно рассеивающих поверхностей или сред; частота автоколебаний определяется, в основном, собственной частотой микроосциллятора.

2. Предложены методы управления состоянием поляризации излучения в волоконных лазерах, основанные на взаимодействии поляризационных мод генерируемого излучения с поляризационно-анизотропным микроосциллятором в условиях внутренних резонансов, что приводит к существованию регулярных автоколебаний направления поляризации излучения в волоконных лазерах с частотой, определяемой, в основном, собственной частотой микроосциллятора.

3. Установлено, что в волоконных лазерах с составными зеркалами на основе двух микроосцилляторов с собственными частотами, близкими к частоте релаксационных колебаний в лазере, при достаточных расстройках собственных частот существует двухчастотный (бигармонический) режим синхронных автоколебаний. При этом Фурье-спектр лазерного излучения содержит наряду с собственными частотами микроосцилляторов также компоненту с их разностной частотой. При малых расстройках собственных частот имеет место одночастотный режим автоколебаний.

4. В волоконных лазерах с внутриволноводной оптомеханической нелинейностью впервые осуществлен режим пассивной синхронизации мод. В области синхронизации частота лазерных импульсов зависит от межмодового интервала и собственной частоты микроосциллятора. Показана возможность переключения режимов пассивной синхронизации мод путем дискретного изменения длины лазерного резонатора.

5. Установлено, что в ВЛ в условиях комбинационного внутреннего резонанса, когда разность частот межмодовых биений и собственных колебаний микроосциллятора, кратна частоте релаксационных колебаний, в лазерной системе возбуждаются автоколебания на собственной частоте микроосциллятора. Автоколебания имеют место при длинах лазерного резонатора, по крайней мере, до 2,5 км.

6. Выявлена сложная структура зон возбуждения автоколебаний, установлено, что с ростом накачки происходит «хаотизация» автоколебаний через последовательности удвоения периода. Зависимости параметров автоколебаний в пределах зоны «мягкого» возбуждения имеют непрерывный, однозначный характер, в «жестком» - возможны скачки и гистерезисное поведение параметров. Обнаружено влияние отражения (рассеяния) излучения на границе кварцевой оболочки активного световода с внешней средой на частоту автоколебаний, что объясняется дополнительным снятием инверсии населенностей в активной среде под действием рассеянного спонтанного излучения. В нормальных условиях в эрбий-иттербиевых волоконных лазерах с микроосцилляторами реализованы режимы автоколебаний с кратковременной относительной флуктуацией частоты, не превышающей $2 \cdot 10^{-6}$.

7. Предложены математические модели взаимодействия лазерного излучения с МОМРС, выполнены численные исследования автоколебаний в ВЛ-МОМРС в приближении «точечной» и распределенной систем, позволившие выявить влияние пространственной неоднородности в активном световоде на условия возбуждения автоколебаний в лазерных системах.

Промоделированы переходные процессы, возникающие при возбуждении и срыве автоколебаний, определены зависимости параметров автоколебаний от основных характеристик лазерной подсистемы и микроосцилляторов.

8. В рамках приближения скоростных уравнений впервые рассмотрены особенности динамики волоконных лазеров, обусловленные зависимостью времени жизни метастабильного уровня в активном световоде от граничных условий. Показано, что пассивная модуляция времени жизни метастабильного уровня приводит к изменению порога возбуждения и параметров автоколебаний, частота которых определяется, в основном, собственной частотой моды упругих колебаний активного микросветовода.

9. Изучено влияние излучения в микросветоводе на статическую и динамическую неустойчивость микросветовода, получены приближенные формулы, описывающие зависимости критической силы Эйлеровой неустойчивости и собственных частот мод поперечных колебаний микросветоводов от оптической мощности. Определены условия параметрического возбуждения собственных поперечных колебаний микросветоводов; установлено существование автоколебаний по второй моде изгибных колебаний в консольных микросветоводах с непрерывным излучением.

10. Предложены методы возбуждения и регистрации вынужденных, свободных колебаний микроосцилляторов в лазерных системах ВЛ-МОМРС, основанные на инерции активной среды и суперфлуоресцентного излучения в условиях модуляции излучения накачки. Показано, что модуляция накачки в условиях параметрического резонанса повышает чувствительность лазерной системы к вынужденным колебаниям МОМРС, что открывает возможности для создания нового класса резонансных ВОД, основанных на термофлуктуационном возбуждении резонансных колебаний, что обеспечивает минимальную составляющую погрешности, связанную с неизохронностью колебаний МОМРС.

11. Разработаны физические основы и способы реализации оптоволоконных МОМРС, использующих модуляцию лазерного излучения за счет оптического туннелирования, межмодовой связи и многомодовой интерференции в сегментах специальных световодов в условиях лазерного возбуждения в них изгибных колебаний и волн. Предложены принципы построения многоканальных, многопараметрических резонансных ВОД (в полностью волоконном исполнении), которые успешно прошли апробацию в промышленности в качестве составных частей систем мониторинга строительных сооружений.

Дальнейшее развитие данного направления исследований предполагает разработку физических основ и методов создания высокочастотных МОМРС (в гигагерцевом диапазоне) на базе новых, «искусственных» материалов; изучение эффектов, обусловленных оптомеханическим взаимодействием в новых типах лазерных систем (например, в полупроводниковых лазерах с высокочастотными МОМРС); разработку функциональных устройств на основе лазерных систем с микроосцилляторами для применений в таких областях как лазерная физика, материаловедение, телекоммуникационные и контрольно – измерительные системы.

Автор выражает искреннюю признательность научному консультанту – д.т.н., профессору В.Т.Потапову и коллективу лаб.№278 ФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН за помощь и поддержку, оказанные в ходе выполнения настоящей работы.

Список публикаций по теме диссертации [1А÷55А]:

Статьи в журналах из рекомендованного перечня ВАК РФ:

1А. **Егоров Ф.А.**, Темиров Ю.Ш., Дворянкин В.Ф., Потапов В.Т., Соколовский А.А. Тонкие пленки VO₂ с высоким оптическим контрастом // **Письма в ЖТФ.** – 1991. – №8. – С.49–52.

2А. **Егоров Ф.А.**, Темиров Ю.Ш., Соколовский А.А., Дворянкин В.Ф. Оптически управляемый волоконный переключатель на основе пленок VO₂ // **Письма в ЖТФ.** – 1991. – №9. – С.81–86.

3А. **Егоров Ф.А.**, Темиров Ю.Ш., Соколовский А.А., Дворянкин В.Ф., Кухта А.В., Старостин Н.И. Волоконный, оптически управляемый модулятор излучения на основе двуокиси ванадия // **Письма в ЖТФ.** – 1991. – №22. – С.85–90.

4А. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптический термометр и его применение в измерителе мощности СВЧ-поля с ферритовым преобразователем мощность-температура // **Радиотехника и электроника.** – 1993. – Вып.11. – С.2097–2103.

5А. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Малков Я.В., Потапов В.Т. Микрорезонаторные волоконно-оптические преобразователи автогенераторного типа // **Радиотехника.** – 1998. – №3. – С.36–40.

6А. Бурков В.Д. **Егоров Ф.А.**, Малков Я.В., Потапов В.Т. Оптическое мультиплексирование микрорезонаторных датчиков физических величин на основе волоконного лазера // **ЖТФ.** – 2000. – Т.70. – Вып.1. – С.113–116.

7А. Бурков В.Д. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Потапов Т.В. Численное моделирование явления резонансной автомодуляции в системе эрбиевый волоконный лазер – микрорезонатор // **Радиотехника и электроника.** – 2000. – Т.45. – №7. – С.880–886.

8А. Вельшер Л.З., Стаханов М.Л., **Егоров Ф.А.** Королев В.А., Потапов В.Т., Долганов Е.Е. Катетер с волоконно-оптическим датчиком температуры для оперативной эндоскопии // **Лазерная медицина.** – 2001. – Т.5 – №4. – С.32–34.

9А. **Егоров Ф.А.**, Крикунов А.И. Оптический контроль в технологии изготовления магниторезистивных спин-туннельных элементов // **Радиотехника и электроника.** – 2004. – Т.49. – №8. – С.995–998.

10А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Бурков В.Д. Особенности автомодуляции излучения волоконных лазеров с микрорезонаторными зеркалами // **ЖТФ.** – 2005. – Т.75. – Вып.1. – С.70–73.

11А. **Егоров Ф.А.**, Никитов С.А., Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики на основе возбуждаемых светом микрорезонаторных структур // **Радиотехника и электроника.** – 2005. – Т.50. – №6. – С.736–741.

12А. **Егоров Ф.А.**, Королев В.А., Потапов В.Т., Стаханов М.Л. Волоконно-оптический термометр для контроля гипертермической терапии // **Лазерная медицина.** – 2005. – Т.9 – №3. – С.53–54.

13А. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Поспелов В.И., Потапов В.Т. Волоконно - оптический датчик температуры с полупроводниковым чувствительным элементом // **Датчики и Системы.**–2006.– №6.– С.20-22.

14А. Гаврюшин С.С., **Егоров Ф.А.**, Коломиец Л.Н., Неугодников А.П., Свирин В.Н., Поспелов В.И., Потапов В.Т. Расчет термоиндуцированных напряжений в чувствительных элементах волоконно-оптических датчиков // **Радиотехника.** – 2006. – №5–6. – С.53–55.

15А. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Поспелов В.И. Контроль и диагностика параметров строительных сооружений с помощью волоконно-оптических систем мониторинга // **Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика.** – 2006. – №6, С.55-61.

16А. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Никитин В.В., Потапов В.Т. Математическое моделирование автомодуляционных режимов в волоконном лазере с микрорезонаторным отражателем // **Вестник МГУ. Серия 3, Физика. Астрономия.** – 2009. – №6. – С.45–49.

17А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Пассивная синхронизация мод волоконно-оптического лазера с помощью микрорезонаторного отражателя // **Письма в ЖТФ.** – 2009. – Т.35. – Вып.12. – С.104–110.

18А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконный лазер с пассивным модулятором добротности на основе фотоиндуцированных резонансных колебаний световода // **Письма в ЖТФ.** – 2010. – Т. 36 – №2. – С.86–89.

19А. **Egorov F.** and **Potapov V.** Fiber-Optic Sensors Based on Fiber-Optic Lasers and Microoptomechanical Resonance Structures // **Laser Physics.** – 2011. – Vol.21 – №2 – pp.1–5.

20А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Параметрические колебания микронаносветоводов // **Письма в ЖТФ**, 2011. – Т.37. – №7. – С. 47–53.

21А. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Быковский В.А., Ларин О.А. Исследования напряженно-деформированного состояния грунта с помощью волоконно-оптических датчиков деформаций и давления // **Монтажные и специальные работы в строительстве.**–2011.–№7.–С.5-8.

22А. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Велиюлин И.И., Зорин А.Е., Васильев П.И. Исследование напряженно-деформированного состояния труб магистрального трубопровода с помощью волоконно-оптических датчиков деформации // **Территория НЕФТЕГАЗ.** – 2011. – №10. – С.26–29.

23А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Оптоволоконные виброчастотные преобразователи на основе нерегулярных световодов // **Письма в ЖТФ** – 2012. – Т.38. – №11. – С.61-68.

24А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Автомодуляционные режимы генерации волоконных лазеров с микрооптомеханическими резонансными структурами // **Квантовая электроника** – 2012. – Т.42. – №9. – С.808–817.

25А. **Егоров Ф.А.** Волоконно - оптические датчики, основанные на флуктуационных колебаниях световодных микрооптомеханических резонансных структур // **ЖТФ.** – 2013. – Т.83. – Вып.11. – С.100–104.

26А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Мелькумов М.А., Шубин А.В. Автоколебания в неодимовых волоконных лазерах с микрооптомеханическими структурами // **Письма в ЖТФ** – 2014. – Т.40. – №8. – С.30–36.

27А. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Быковский В.А., Шерстюк С.П. Автоматизированная система мониторинга инженерных конструкций. Практика применения // **Датчики и Системы**. – 2014. – №11. – С.71-78

28А. **Егоров Ф.А.** Автоколебания направления поляризации излучения в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами // **Письма в ЖТФ**. –2015.–Т.41.№8.– С.61-68.

29А. **Егоров Ф.А.** Амеличев В.В. Генералов С.С., Никифоров С.В., Шаманаев С.В., Гольдберг Я.В. Волоконно-оптический гидрофон с возможностью дистанционной самокалибровки // **Микроэлектроника**. – 2016, т.45, №5, С. 396-400

30А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Мелькумов М.А. и др. Волоконно – оптический частотный датчик переменного давления в газообразных и жидких средах // **Письма в ЖТФ** – 2016, – Т.42, вып. 10, С. 9 - 16.

Труды конференций, семинаров; патенты на изобретения

31А. Бурков В.Д. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Потапов Т.В., Смирнов Р.М. Численное моделирование автоколебаний в системах эрбиевый волоконный лазер – микрорезонатор // **Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи им. А.С. Попова**. LV научная сессия, посвященная дню радио, Москва, 17-19 мая 2000 г. – С.168–169.

32А. Бурков В.Д. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Потапов Т.В. Микрорезонаторный волоконно-оптический датчик магнитного поля // **Сб. трудов 13 Международной научной конференции «Математические методы в технике и технологиях – ММТТ-2000»**, г. Санкт-Петербург, 27-29 июня 2000 г., Том 7, С.84–85.

33А. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптическая измерительная система на основе параллельно включенных микрорезонаторных датчиков физических величин // **Труды XXVIII Международной конференции «Информационные технологии в науке, образовании, телекоммуникации, бизнесе»**, IT+SE'2001, Украина, Крым, Ялта-Гурзуф, 20-29 мая 2001 г. – С.277–279.

34А. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Егоров С.А., Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики температуры // **Труды XXIX Международной конференции «Информационные технологии в науке, образовании, телекоммуникации, бизнесе»**, IT+SE'2002, Ялта-Гурзуф, 20-30 мая 2002 г. – С.177–180.

35А. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Макеев А.А., и др. Моделирование многоканальных волоконно-оптических микрорезонаторных измерительных систем // **Сб. трудов 17 Международной научн. конференции «Математические методы в технике и технологиях» ММТТ-17**, г. Кострома, 1-3 июня 2004 г. – Т.8. – С.5–10.

36А. Гармаш В.Б., **Егоров Ф.А.**, Коломиец Л.Н. и др. Волоконно-оптические датчики и информационно-измерительные системы // **Сб. докл. Международной научно-технической конференции «Датчики и Системы 2005»**, г. Пенза, 6-10 июня 2005 г. – С.39–49.

37А. **Егоров Ф.А.**, Гамкрелидзе С.А., Потапов В.Т., Коломиец Л.Н. Автогенераторные волоконно-оптические датчики на основе микрорезонаторов // **Сб. докл. Международной научно-технической конференции «Датчики и системы 2005»**, г. Пенза, 6-10 июня 2005 г. – С.305–308.

38А. **Егоров Ф.А.**, Неугодииков А.П., Быковский В.А. Экспериментальные исследования волоконно-оптических датчиков для контроля деформаций железобетонных конструкций // **Сб. научных трудов II Международного симпозиума «Проблемы современного бетона и железобетона»**, г. Минск, 21-23 октября, 2009г., часть 1, С.221–232.

39А. **Егоров Ф.А.**, Никитов С.А., Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики физических величин на основе микрооптомеханических резонансных структур // **Тез. докл. 2 Всероссийской конференции по волоконной оптике ВКВО-2009**, г. Пермь, 8-9 октября 2009г. Фотон-Экспресс. – 2009. – №6(78). – С.95.

40А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики физических величин на основе волоконных лазеров и микрооптомеханических резонансных структур // **Материалы IV Российского семинара по волоконным лазерам**, г. Ульяновск, 19-22 апреля 2010г., – С. 140–142.

41А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Методы мультиплексирования волоконно-оптических датчиков на микрооптомеханических резонансных структурах // **Тез. докл. 3 Всероссийской конференции по волоконной оптике ВКВО-2011**, г. Пермь, 12-14 октября 2011г. Фотон-Экспресс. – 2011. – №6. – С.24–25.

42А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Датчики деформаций на основе волоконных лазеров // **5 Российский семинар по волоконным лазерам**, г. Новосибирск, 27-30 марта 2012г. Материалы семинара. – С.70–71.

43А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики, основанные на флуктуационных колебаниях световодных микрооптомеханических резонансных структур // **Тез. докл. 4 Всероссийской конференции по волоконной оптике ВКВО-2013**, г. Пермь, 16-18 октября 2013г. Фотон-Экспресс. – 2013.– № 6.– С. 51–52.

44А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Оценки влияния спонтанного излучения на характеристики автоколебаний в волоконных лазерах с микрооптомеханическими структурами // **6 Российский семинар по волоконным лазерам**, г. Новосибирск, Академгородок, 14-18 апреля 2014г. – Материалы семинара. – С.160–161.

45А. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Автоколебания направления поляризации излучения волоконных лазеров с микрооптомеханическими резонансными структурами // **Тез. докл. 5 Всероссийской конференции по волоконной**

оптике ВКВО – 2015. Пермь, 7–9 октября 2015г. Фотон - Экспресс.–2015. –№ 6.–С.59 – 60.

46А. Егоров Ф.А., Потапов В.Т. Модуляция оптического излучения с помощью микро – (нано) оптомеханических резонансных структур, возбуждаемых светом// Докл. Международной конференции «Радиоэлектронные устройства и системы для инфокоммуникационных технологий» (REDS – 2016), Москва, 25 – 27 мая 2016г., С.467 – 472.

47А. Егоров Ф.А., Потапов В.Т. Оценки неустойчивости параметров автоколебаний в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами // 7 Российский семинар по волоконным лазерам, г. Новосибирск, Академгородок, 6-9 октября 2016г.– Материалы семинара.– С. 142-143.

48А. Егоров Ф.А., Потапов В.Т. Динамика волоконных лазеров на основе активных микро-(нано)световодов с модулируемым спонтанным временем жизни// Сб. научн. трудов VI Международной конференции «Фотоника и информационная оптика». Москва, НИЯУ МИФИ, 1-3 февраля 2017г. С.189-190.

49А. Бурков В.Д., Гориш А.В., Егоров Ф.А., Коптев Ю.Н. и др. Волоконно-оптический датчик температуры на основе микрорезонатора // Патент РФ на изобретение №2161783, Бюл.№1, 10.01.2001г.

50А. Бурков В.Д., Гориш А.В., Егоров Ф.А., Коптев Ю.Н. и др. Волоконно-оптический автогенератор // Патент РФ на изобретение №2163354, Бюл.№5, 20.02.2001г.

51А. Бурков В.Д., Гориш А.В., Егоров Ф.А., Коптев Ю.Н. и др. Микрорезонаторный волоконно - оптический датчик электрического тока // Патент РФ на изобретение №2170439, Бюл.№19, 10.07.2001г.

52А. Бурков В.Д., Гориш А.В., Егоров Ф.А., Коптев Ю.Н. и др. Микрорезонаторный волоконно-оптический датчик магнитных полей// Патент РФ на изобретение №2202115, Бюл.№10, 10.04.2003 г.

53А. Бурков В.Д., Гориш А.В., Егоров Ф.А., Коптев Ю.Н., Кузнецова В.И., Потапов В.Т. Мультиплексная система автогенераторных микрорезонаторных волоконно-оптических датчиков физических величин// Патент РФ на изобретение №2204810, Бюл.№14, 20.05.2003г.

54А. Бурков В.Д., Гориш А.В., Егоров Ф.А., Коптев Ю.Н., Кузнецова В.И., Потапов В.Т. Волоконно-оптический автогенератор// Патент РФ на изобретение №2226674, Бюл.№10, 10.04.2004г.

55А. Егоров Ф.А., Неугодииков А.П. Волоконно-оптический датчик перемещений с возможностью дистанционной градуировки и способ измерения посредством такого датчика // Патент РФ на изобретение №2502955, Бюл.№36, 27.12.2013г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heidmann A. Nano- and micro-optomechanical systems // C.R. Physique. 2011. 12, №9-10, P. 797-780
2. Aspelmeyer M., Kippenberg T.J., Marquardt F. Cavity Optomechanics, Nano- and Micromechanical Resonators Interacting with Light // Springer – Verlag Berlin Heidelberg. – 2014, 353 p.
3. Кузин А.Ю. Обеспечение точности измерений в сетях волоконно – оптических датчиков в условиях дестабилизирующих воздействий // Дис. ... докт. техн. наук. – Москва, 1996 г.
4. Гуляев Ю.В., Бугаев А.С., Быстров Р.П., Никитов С.А., Черепенин В.А. Микро - и нанoeлектроника в системах радиолокации. – М.: Радиотехника, 2013. – 480 с.
5. Цуканов А.В. Оптоэлектромеханические системы и квантовая информатика // Микроэлектроника. 2011, т.40. №5, С. 359–369.
6. Hosuka H., Katagiri Y., Hirota T., Itao K. Micro – Optomechanics., CRC Press, Taylor and Francis Group. LLC, 2004.
7. Городецкий М.Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. – М.: Физматлит – 2011. – 416 с.
8. Churenkov A.V. Photothermal excitation and self – excitation of silicon microresonators // Sensors and Actuators, 1993, A39, p. 141 – 148.
9. Carmon T. and Tomes M. Micro-optomechanical device vibrates at record rates. SPIE Newsroom. DOI: 10.1117/2. 1200912.002537. (2010).
10. Chen Y. Macroscopic Quantum Mechanics: Theory and Experimental Concepts of Optomechanics // J.Phys. 2013, B 46, 104001.
11. Городецкий М.Л., Данилишин Ш.Л., Халили Ф.Я., Чен Я. Оптическое охлаждение макро-, микро- и наномеханических осцилляторов// Нанотехнологии: разработка, применение, 2009, №1, т.1, С. 56-67.
12. Unal M., Alapan Y., Jia H., et al. Micro and Nano-scale Technologies for Cell Mechanics // Nanobiomedicine, 2014, 1:5 /doi:10.5772/ 59379, p.1-29.

13. Joeng Y., Kim Y., Liem A., et al. Q-switching of Yb³⁺-doped fiber laser using a novel micro-optical waveguide on micro-actuating platform light modulator // Opt. Express 2005, V.13, №25, 10302-10309.
14. Bauer R., Lubeight W., Clark C., et al. Multi-output Q-switched solid-state laser using an intra-cavity MEMS micromirror array // Proc. of SPIE. 2013. vol.8599, 85990 T-1.
15. Fabert M., Kermene V., Desfarges-Berthelot A., et al. Actively mode-locked fiber laser using a deformable micromirror // Opt. Lett. 2011.V.36, №12, 2191-2193.
16. Couderc V., Crunteanu F., et al. Picosecond pulse generation in a hybrid Q-switched laser source by using a microelectromechanical mirror. // Opt. Express, 2012, V.20, №5, 5524-5529.
17. Fabert M., Desfarges-Berthelot A., Kermene V., et al. Temporal synchronization and spectral combining of pulses from fiber lasers Q-switched by independent MEMS micro-mirrors // Opt. Express, 2012, V.20, №20, 22895-22901
18. Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т. Эффект автомодуляции в системе лазер-микрорезонатор // Письма в ЖТФ, 1996, т.20, вып.19, С.19-23.
19. Егоров Ф.А. Автомодуляция интенсивности лазерного излучения, взаимодействующего с микрорезонаторными структурами // дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Москва – 1997г.
20. Бурков В.Д. Микрорезонаторные волоконно-оптические датчики и системы измерения физических величин на их основе // дисс. ... доктора технических наук, Москва – 1999 г.
21. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. – Москва: Наука, 1999. – 368 с.
22. Аскарьян Г.А. Взаимодействие излучения лазера с колеблющимися поверхностями // ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 6, С. 1672 – 1673.
23. Hello P., Vinet J. – Y. Analytical models of transient thermoelastic deformations of mirrors heated by high power laser beams. // J. de Physique, 1990, 51, № 20, pp. 2243 – 2261.

24. Харитонов В.В. Теплофизика лазерных зеркал. М.: МИФИ, 1993, - 152 с.
25. Ашихмин С.Р., Гортышов Ю.Ф., Зарипов Ш.Х., Черепенин Н.Д. Влияние термодформации зеркал на характеристики неустойчивого резонатора газоразрядного CO₂ – лазера// Квантовая электроника, 1989, 16, №6, с.1267 – 1272.
26. Guo R., Chen N., Zhuang X., Wang B. Simulation of far – field optical beam quality in fluenced by the thermal distortion of the secondary mirror for high – power laser system // Proc. of SPIE 2015. vol. 9255, 92553G – 1.
27. Dodonov V. V. and Klimov A. B. Generation and detection of photons in a cavity with a resonantly oscillating boundary // Phys. Rev. 1996, A.53, 2664-2682.
28. Воторопин С.Д., Закарлюк Н.М., Носков В.Я., Смольский С.М. О принципиальной невозможности самосинхронизации автодина излучением, отраженным от движущегося объекта // Изв. вузов. Физика – 2007, №9, с.53-59.
29. Золотоверх И.И., Камышева А.А., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. Нелинейные процессы при удвоении периода автомодуляционных колебаний в кольцевом твердотельном лазере // Квантовая электроника, 2008, т.38, №10, 956-960.
30. Кащенко С.А., Григорьева Е.В. Релаксационные колебания в лазерах. – М.: Книжный дом "Либроком", 2013. – 266 с.
31. Кузьминский Л.С. Автоколебательная неустойчивость в газовых лазерах с поперечным протоком двухкомпонентной активной среды // дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Москва - 2009.
32. Дудецкий В.Ю., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. Синхронизация автоколебаний в твердотельном кольцевом лазере при модуляции накачки в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями. // Квантовая электроника, 2014, т.44, №1, С. 23-29;
33. Самсон А.М., Котомцева Л.А., Лойко Н.А. Автоколебания в лазерах. – Минск: Наука и техника, 1990. – 278 с.

34. Erneux T. and Glorieux P. Laser Dynamics., Cambridge University Press, Cambridge CB2 8RU, UK, 2010, - 358 p.
35. Фолин К.Г., Гайнер А.В. Динамика свободной генерации твердотельных лазеров. Новосибирск, «Наука», Сибирское отделение, 1979, - 264 с.
36. Звелто О. Принципы лазеров. - СПб.: «Лань», 2008. – 720 с.
37. Гайнов В.В., Рябушкин О.А. Изменение показателя преломления и температуры в сердцевине активных волоконных световодов при оптической накачке // Квантовая электроника. 2011. 41, № 9, 809-814.
38. Fotiadi A.A., Antipov O.L., P.Megret Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers // Opt. Express. 2008. v. 16, № 17, p. 12658.
39. Курков А.С. Волоконные источники излучения в диапазоне 1-2 мкм // дисс. доктора физико-математических наук, Москва – 2003 г.
40. Ter – Mikirtychev Valerii (Vartan) Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers., Springer, 2014, - 235 p.
41. Edited by Okhotnikov Oleg G. Fiber Lasers, Wiley – VCH, 2012, - 278 p.
42. НТО «ИРЭ-ПОЛЮС», <http://www.ntoire-polus.ru/>
43. Bao I., Yu N. and Capasso F. Controlled modification of erbium lifetime in silicon dioxide with metallic overlayers // Appl. Phys. Lett, 2007, 91, 131103
44. Skovgaard P.M.W., Brorson S.D., Balslev I., Larsen C.C. Microcavity effects in Er⁽⁺³⁾ Doped Optical Fibres // J. Rarity and C. Weisbuch Microcavities and Photonic Bandgaps, 1996, 309 – 314.
45. Brambilla G., Xu F., Horak P. et al. Optical fiber nanowires and microwires: fabrication and applications // Advances in Optics and Photonics, 2009,1,107 ÷ 161.
46. Soldano L.B., Penning E.C.M. Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications // J.Lightwave Technol. 1995, 13, 615-627.
47. Гринченко В.Т., Городецкая Н.С., Мелешко В.В. Резонанс на неоднородных волнах на упругом полуслое // Акустичний вісник, 2011, т.14, №1, С.20-29.

48. Бобровицкий Ю.И., Коротков М.П. Резонансы неоднородных волн в протяженных упругих структурах // Акустический журнал, 1991, т.37, в.5, С.872-878.
49. Шайдуров Г.Я., Гондарев В.В., Мякотин Г.С. и др. Струнные датчики в системах автоматизированного контроля гидротехнических сооружений // Датчики и системы, 2008, №7, С. 7 – 10.
50. Эткин Л.Г. Виброчастотные датчики. Теория и практика. - М.: Изд – во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. – 408 с.
51. Ниева П. Новые тенденции в технологии МЭМС – датчиков для применений в жестких условиях // Датчики и системы, 2008, №8, с. 38 – 46.
52. Culshaw В. Fibre optic sensor: integration with micromachined devices // Sensors and Actuators. 1995, А. 46 – 47, pp. 463 – 469.
53. Tao J.F., Wu J., Cai H. et al. A nanomachined optical logic gate driven by gradient optical force // Appl. Phys. Lett., 2012, 100, 113104.
54. Photonics 2011: International Conference on Photonic Crystals, Metamaterials and Optomechanics, Santa Fe, New Mexico, USA, May 29 – June 2, 2011.
55. Novotny L., Hecht В. Principles of Nanooptics. Cambridge, Cambridge Univ. Press. 2006.
56. Берман Г.П., Боргонови Ф., Горшков В.Н., Цифринович В.И. Магнитно-резонансная силовая микроскопия и односпиновые измерения. М. – Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2010. – 196 с.
57. Horacio D. Espinosa, Gang Bao. Nano and Cell Mechanics: Fundamental and Frontiers // Wiley, 2012, 520 p.
58. Wiederhecker G.S., Brenn A., Fragnito H.L. and Russel P.St.J. Coherent Control of Ultrahigh-Frequency Acoustic Resonances in Photonic Crystal Fibers // Phys. Rev. Lett. 2008, 100, 203903.
59. Малашин А.А. Вынужденные продольные колебания гибких деформируемых предварительно натянутых струн на частотах поперечных колебаний // ДАН, 2007, т.116, №1, С. 43-46.

60. Ерофеев В.И., Кажяев В.В., Семерикова Н.П. Нелинейные изгибные стационарные волны в балке Тимошенко // Нелинейный мир, 2008, №5-6, Т.6., С.348-358.
61. Edited by Knopf G.K. and Otani Y. Optical Nano and Micro Actuator Technology. CRC Press. Taylor and Francis Group, LLC, 2013. - 607 p.
62. Валитов Р.А., Хижняк Н.А., Жилков В.С. и др. Пондеромоторное действие электромагнитного поля/ Под ред. Р.А. Валитова.– М.: Сов.Радио, 1975.– 232 с.
63. Во Хонг Ань. Теория параметрического воздействия электромагнитного излучения большой мощности на твердое тело. – М.: Наука, 1985. – 200 с.
64. Бломберген Н. Нелинейная оптика. – М.: Изд-во “Мир”, 1966. – 424 с.
65. Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Мн., «Наука и техника», 1977, 496 с.
66. Koehler D.R. Optical actuation of micromechanical components. // J.Opt. Soc.Am. B, 1997, v.14, №9, 2197-2203.
67. Лямшев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. – М.: Наука, 1989, -240с.
68. Ахманов С.А., Гусев В.Э. Лазерное возбуждение сверхкоротких акустических импульсов: новые возможности в спектроскопии твердого тела, диагностике быстропротекающих процессов в нелинейной акустике. // УФН, 1992, т.162, №3, 3÷88.
69. Карабутов А.А. Лазерная акустическая диагностика поглощения света и звука. Дисс... доктора физико-математических наук, Москва – 1998 г.
70. Rakich P.T., Popovic V.F. and Wang Z. General treatment of optical forces and potentials in mechanically variable photonic systems // Opt. Express, 2009, 17(20), 18116-18135.
71. Torchigin V.P., Torchigin A.V. Comparison of various approaches to the calculation of optically induced forces // Annals of Physics (2012), doi: 10.1016/j.aop. 2012.04.012

72. Rakich P.T., Davids P. and Wang Z. Tailoring optical forces in waveguides through radiation pressure and electrostrictive forces // *Opt. Express*, 2010, v.18, №14, 14439-14453.
73. Скиданов Р.В. Оптический захват и вращение диэлектрических микрообъектов вихревыми лазерными пучками, сформированными дифракционными оптическими элементами. Дисс... доктора физико-математических наук, Самара – 2007 г.
74. Шалин А.С. Оптические и оптомеханические взаимодействия в наноструктурах просветляющих и нанофокусирующих системах. Дисс... доктора физико-математических наук, Санкт-Петербург – 2014 г.
75. Ma J. and Povinelli M.L. Mechanical Kerr nonlinearities due to bipolar optical forces between deformable silicon waveguides // *Opt. Express*, 2011, v.19, №11, 10102-10110.
76. Cai H., Xu K.J., Tsai J.M. et al. Micro-opto-mechanical linear actuator utilizing gradient optical force // *Transducers`11*, Beijing, China, 2011, June 5-9, 1709-1712.
77. Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе. Под ред. академика Панченко В.Я. – М.: Интерконтакт Наука, 2009. – 266 с.
78. Зенгер Е. К механике фотонных ракет. – М.: Изд-во «Иностранной литературы», 1958. 144 с.
79. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
80. Perroni C.A. and Liebsch A. Magnetization dynamics in dysprosium orthoferrites via the inverse Faraday effect // *Phys. Rev.* 2006, B. 74, 134430.
81. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967, 368 с.
82. Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V.24, №4, p.156-159.

83. Карташов И.А., Лейбов Е.М., Макарова Д.С., Шишаев А.В. Измерения силовых параметров градиентной оптической ловушки для диэлектрических микрообъектов // ЖТФ, 2008, т.78, вып.4, С.115-120.
84. Pernice W.H., Mo Li and Tang H.X. Theoretical investigation of the transverse optical force between a silicon nanowire waveguide and a substrate // Opt. Express. 2009, v.17, №3, 1806.
85. Бирюков А.С., Сухарев М.Е., Дианов Е.М. Возбуждение звуковых волн при распространении лазерных импульсов в волоконных световодах // Квантовая электроника, 2002, 32, №9, С.765-775.
86. Жилинский А.П., Оборотов В.А. Расчет оптико-акустических полей волоконных световодов // Акустический журнал, 1991, т.37, вып.2, С. 395-398.
87. Feldman A. Relations between electrostriction and the stress-optical effect // Phys. Rev. B, 1975, v.11, №12, 5112-5114.
88. Горбачев О.В. Оптико-акустический эффект в волоконных световодах. // Спецвыпуск “Фотоник экспресс”, 2006, №6, 191-196.
89. Муратиков К.Л. К расчету нестационарных механических напряжений, образующихся в твердотельных объектах при поглощении энергии лазерного излучения по термоупругому механизму // ЖТФ, 2011, т.81, вып.6, С.156-158.
90. Вовненко Н.В., Зимин Б.А., Судынков Ю.В. Экспериментальное моделирование и теоретический анализ термодформации пластин диэлектрических материалов при субмикросекундных длительностях радиационного нагрева // ЖТФ, 2011, т.81, вып.7, С.69-75.
91. Голубев Е.В., Гуревич С.Ю., Петров Ю.В. К теории возбуждения волн Лэмба в металлах импульсным лазерным излучением // Акустический журнал, 2011, т.57, №5, с.600-606.
92. Langdon R.M. and Lunch B.I. Photoacoustics in optical sensors // GEC J.Res., 1988, 6, 55-62.

93. Sun Y.X., Fang D.N., Saka M.S. and Soh A.K. Laser-induced vibrations of micro-beams under different boundary conditions // International Journal of Solids and Structures”, 2008, v.45, issue 7-8, 1993-2013.
94. Churenkov A.V. Silicon micromechanical optical waveguide for sensing and modulation // Sensors and Actuators, 1996, A.57, 21-27.
95. Sun Y.X., Saka M.S. Vibrations of microscale plates induced by ultra-fast lasers // International Journal of Mechanical Sciences, 2008, v.50, issue 9, 1365-1371.
96. Michtchenko A. and Tulaikova T. Thermal Deformation Analysis of Vibrated-Type Optical Fibers Sensors // AIP Conf. Proc, 2010, v.1253, p.254-264.
97. Restrepo J., Gabelli J., Cinti C., Favero I. Classical and quantum theory of photothermal cavity cooling of a mechanical oscillator //C.R. Physique, 2011, T.12, №9-10, 860-871.
98. Карташов И.А., Шишаев А.В. Исследование особенностей радиометрического возбуждения параметрических колебаний в упругих микросистемах в поле лазерного излучения // Изв. вузов. Физика, 2013, т.56, №2/2, 189-193.
99. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. – М.: Наука, 1991, 312 с.
100. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. – М.: Мир, 1986, 504с.
101. Ladovski J. and Gatos H.C. Photomechanical Effect in Noncentrosymmetric Semiconductors – CdS // Appl. Phys.Lett., 1972, 21(1), 14-16.
102. Митрохин В.И., Рембеза С.И., Руденко А.А. Эффект оптического индуцирования механических колебаний в монокристаллах арсенида галлия // Письма в ЖТФ, 2006, т.32, вып.11, 32-36.
103. Васильев А.Н., Сабликов В.А., Сандомирский В.Б. Фототермические и фотоакустические эффекты в полупроводниках и полупроводниковых структурах // Изв. Вузов, Физика. 1987, Т.30, №6, С.119
104. Kundys B. Photostrictive materials // Appl. Phys. Rev. 2015, 2, 011301.

105. Song B.Y., Cretin B., Todorovic D.M. et al. Study of Laser excited vibration of silicon cantilever // *J. Appl. Phys.* 2008, 104, 104909.
106. GuoYu-Lin, Zhou J., Huang Y. et al. Modeling of Photoinduced Deformation in Silicon Microcantilevers // *Sensors*, 2007,7, 1713-1719.
107. Мелихов И.В., Симонов Е.Ф., Божевольнов В.Е., Веденяпин В.В. Хемореактивное движение твердых тел, реагирующих с газом. – М.: КДУ, 2006. – 160 с.
108. Stuchlik M., Krecmer P., and Elliot S.R. Micro-nano actuators driven by polarized light // *IEE Proc., Sci. Meas. Technol.* 2004, v.151, iss. 2, pp.131-136.
109. Ханин Я.И. «Лекции по квантовой радиофизике». – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2005. – 224 с.
110. Анчиков Д.А., Кренц А.А., Молевич Н.Е., Пахомов А.В. Режимы динамики широкоопературных лазерных систем выше второго порога генерации // *Краткие сообщения по физике ФИАН*, 2014, № 8, 21026.
111. Michel J.F. Dignonnet. Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Revised and Expanded. CRC Press, 2001, - 798 p.
112. Haken H. Laser Theory. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1984.-322p.
113. Хандохин П.А. Низкочастотная динамика лазеров с инерционной активной средой // *Дисс... доктора физико-математических наук*, Нижний Новгород – 2007 г.
114. Наний О.Е. Феноменологическая модель многоканальных твердотельных лазеров и ее использование для описания стационарных режимов генерации кольцевых и линейных лазеров// *Квантовая электроника*.1996,т.23, №1, С.17-20.
115. Otsuka K. Transverse Effects on Antiphase Laser Dynamics // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1993, v.32, part 2, №10A, L 1414 – L 1417.
116. Bielawski S., Derozier D., and Glorieux P. Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber lasers // *Phys. Rev. A.* 1992, v.46, №5, 2811-2825.

117. Zhang S., Holzapfel W. Orthogonal Polarization in Lasers: Physical Phenomena and Engineering Applications. Tsinghua University Press, John Wiley and Sons Singapore Pte Ltd., 2013, 464 p.
118. Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы. – М.: Физматлит, 2004. – 320 с.
119. Sewai C., Bielawski S. and Derozier D. Propagation of Waves in the Spectrum of a Multimode Laser // Phys. Rev. Lett., 1996, v.77, №22, p. 4540-4543.
120. Stewart G., Vijayzaghavan K., Whitenett G. et.al. Investigation of the Dynamic Response of Erbium Fiber Lasers with Potential Application for Sensors // J. of Lightwave Technol. 2007, V.25, №7, pp. 1786-1796.
121. Kolpakov S.A., Barmenkov Y.O., Guzman-Chavez A.D. et al. Distributed model for actively Q-switched erbium-doped fiber lasers // IEEE J. Quantum Electron, 2011, 47, 928-934.
122. Taccheo S., Laporta P., Svelto O., Geronimo G. De Theoretical and experimental analysis of intensity noise in a co doped erbium-ytterbium glass laser // Appl. Phys. 1998, B.66, 19-26.
123. Turitsyn S.K., Ania-Castanon J.D., Babin S.A. et al. 270-km Ultralong Raman Fiber Laser // Phys. Rev. Lett. 2009, 103, 133901.
124. Babin S.A., Karalekas V., Harper P. et al. Experimental demonstration of mode structure in ultralong Raman fiber lasers // Opt. Lett. 2007, V.32, №9, p. 1135-1138.
125. Lacot E., Stoeckel F., and Chenevier M. Dynamics of an erbium-doped fiber laser // Phys. Rev., 1994. v.49, №5, 3997-4008.
126. Бабаков И. М. Теория колебаний. М.: «Наука», 1968, - 560 с.
127. Бабицкий В.И., Крупенин В.Л. Колебания в сильно нелинейных системах. – М.: Наука, 1985. – 320 с.
128. Баранов Р.И., Широков Ю.М. Электромагнитное поле в оптическом резонаторе с подвижным зеркалом // ЖЭТФ, 1967, в.6 (12), С.2123-2130.
129. Красильников В.Н. Параметрические волновые явления в классической электродинамике. – СПб.: Изд-во С.-Петербургского университета, 1996.–300 с.

130. Janowicz M. Evolution of wave fields and atom-field interactions in a cavity with one oscillating mirror // *Phys. Rev. A*. 1998. V.5, №6, P.4784-4790.
131. Гордиенко В.М., Коновалов А.Н., Ульянов В.А. Самогетеродинирование обратно рассеянного излучения в одномодовых CO₂ – лазерах // *Квантовая электроника*, 2011,41, №5, С.433-440.
132. Дмитриев А.К., Коновалов А.Н., Ульянов В.А. Самогетеродинирование обратно рассеянного излучения в одномодовом волоконном эрбиевом лазере для задач доплеровской спектроскопии и измерения скоростей // *Квантовая электроника*, 2014, 44, №4, с.309-313.
133. Курбатов А.А., Титов Е.А. Активный интерферометр в режиме частотной модуляции // *Оптика и спектроскопия*. 2005, т.98, №3, С.507-510.
134. Ханин Я.И. Проблемы избыточного шума и адекватные модели лазеров // *Изв. вузов. Радиофизика*, 2004, т.XLVII, №10-11, С.799-805.
135. Зверев В.А. Отражение света от движущейся отражающей поверхности // *Оптический журнал*, 2005, т.72, №1, С. 45÷47.
136. Лившиц Б.Л. К теории вынужденного излучения движущихся тел (явление кинематической модуляции) // *ЖЭТФ*, 1970, т. 59, № 2, С. 516 – 523).
137. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов.: Пер. с англ. – Радио и связь, 1987. – 656 с.
138. Ищенко Е.Ф. Открытые оптические резонаторы: Некоторые вопросы теории и расчета. – М.: Сов. радио, 1980. – 208 с.
139. Ярив А. Квантовая электроника: Пер. с англ./ Под ред. Я.И. Ханина. – 2-е изд. – М.: Сов. радио, 1980. – 488 с.
140. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. – М.: Наука, 1981. – 288 с.
141. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.И. Теория упругости. т.VII. – М.: Наука, 4-е изд. 1987. – 248 с.
142. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.: Пер. с англ./ Под ред. Г.П. Мотулевич. – М.: Наука, 1973. – 855 с.

143. Ланда П.С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. Изд. 2-е. – М.: Книжный дом “Либроком”, 2010. – 360 с.
144. Burov L. I., Krylov G. G. and Krylova L. G. Influence of spatial Inhomogeneity of Pump Energy Distribution on Output Characteristics of Er:Yb Laser with End Pump // *Nonlinear Phenomena in complex systems*, 2010, v. 13, № 4. pp. 368 – 380.
145. Бусурин В.И., Горшков Б.Г., Коробков В.В. Волоконно – оптические информационно – измерительные системы.–М.: Изд.-во МАИ, 2012.–168 с.
146. Ратнер А. М. Квантовые генераторы с большим угловым расхождением. – Киев: Наукова думка, 1970. – 360 с.
147. Barmenkov Y.O, Kiryanov A.V., Cruz J.L., et.al. Pulsed Regimes of Erbium-Doped Fiber Laser Q-Switched Using Acousto-Optical Modulator // 10.1109/JSTQE.2014.2304423, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, pp 1-8.
148. Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. - М.: Книжн. дом «Либроком», 2010. -552 с.
- 149*. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. и др. Численное моделирование эффекта автомодуляции в системе волоконный лазер – микрорезонатор // *Научн. труды. Экология, мониторинг и рациональное природопользование.* – М.: МГУЛ, 1999. – вып.302(II) – С.96-108
- 150*. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Потапов Т.В. Численное моделирование явления резонансной автомодуляции в системе эрбиевый волоконный лазер – микрорезонатор // *Радиотехника и Электроника.* – 2000. – Т.45. – №7. – С.880–886.
- 151*. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Потапов Т.В., Смирнов Р.М. Численное моделирование автоколебаний в системах эрбиевый волоконный лазер – микрорезонатор // *Труды РНТОРЭиС им. А.С. Попова. LV научная сессия, посвященная дню радио, Москва, 17-19 мая 2000 г.* – С.168–169.
- 152*. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Макеев А.А., и др. Моделирование многоканальных волоконно - оптических микрорезонаторных измерительных систем // *Сб. трудов 17-й Международной научной конф. «Математические*

методы в технике и технологиях» ММТТ-17, г. Кострома, 1-3 июня 2004 г. – Т.8. – С.5–10.

153*. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптическая измерительная система на основе параллельно включенных микрорезонаторных датчиков физических величин // Труды XXVIII Международной конференции «Информационные технологии в науке, образовании, телекоммуникации, бизнесе», IT+SE'2001, Украина, Крым, Ялта-Гурзуф, 20-29 мая 2001 г. – С.277–279.

154*. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Никитин В.В., Потапов В.Т. Математическое моделирование автомодуляционных режимов в волоконном лазере с микрорезонаторным отражателем // Вестник МГУ. Серия 3, Физика. Астрономия. 2009. №6. С.45–49.

155*. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Малков Я.В., Потапов В.Т. Волоконно-оптическая измерительная система на основе планарной многоэлементной микрорезонаторной структуры // Тез. докл. ЛШ Научной сессии РНТОРЭиС им. А.С.Попова, Москва. – 1998. – С.133.

156. Котов Л.В., Лихачев М.Е., Бубнов М.М. и др. Высокоэффективные лазер и усилитель на основе легированных оксидом эрбия световодов с накачкой в оболочку // Квантовая электроника, 2012, 42, №5, С. 432-436.

157. Barnes W.L., Poole S.B., Townsend J.E. et.al. Er-Yb and Er Doped Fiber Lasers // J. of Lightwave Technology, 1989, v.7, №10, pp. 1461-1465.

158. Раззахи Д., Хаджесмаилбаджи Ф., Рузбехани М. Полуаналитический подход для оценки влияния усиленного спонтанного излучения на характеристики лазеров с модулированной добротностью // Квантовая электроника, 2012, 42, №8, С. 671-676.

159. Амбарцумян Р.В., Крюков П.Г., Летохов В.С. Динамика сужения спектра излучения квантового генератора с нерезонансной обратной связью // ЖЭТФ, 1966, т.51, вып.6 (12), С.1669-1675.

160. Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Крюков П.Г., Летохов В.С. Оптический квантовый генератор с нерезонансной обратной связью // ЖЭТФ, 1966, т.51, вып.3 (9), С.724-729.
161. Balachandran R.M. and Lawandy N.M. Theory of laser in scattering gain media // Opt. Lett. 1997, v. 22, №5, pp. 319-321.
162. Zaitsev O. and Deych Lev Recent developments in the theory of multimode random lasers // J. Opt. 2010,12,024001 (14 p).
- 163*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Автомодуляционные режимы генерации волоконных лазеров с микрооптомеханическими резонансными структурами // Квантовая электроника 2012. Т.42. №9. С.808–817.
164. Терентьев В.С. Многолучевые интерферометры в отраженном свете с «необращенной» аппаратной функцией // Автометрия. 2009, Т.45, №6, С. 89-98.
- 165*. **Егоров Ф.А.**, Темиров Ю.Ш., Дворянкин В.Ф., Потапов В.Т., Соколовский А.А. Тонкие пленки VO₂ с высоким оптическим контрастом // Письма в ЖТФ. 1991. №8. С.49–52.
- 166*. **Егоров Ф.А.**, Крикунов А.И. Оптический контроль в технологии изготовления магниторезистивных спин-туннельных элементов // Радиотехника и электроника. 2004. Т.49. №8. С.995–998.
- 167*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконный лазер с пассивным модулятором добротности на основе фотоиндуцированных резонансных колебаний световода // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. №2. С.86–89.
- 168*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Датчики деформаций на основе волоконных лазеров // 5 Российский семинар по волоконным лазерам, г. Новосибирск, 27-30 марта 2012г., Материалы семинара. – С.70–71.
169. Моршнева С.К. Оптические свойства изогнутых волоконных световодов// Дис. ... доктора физико – математических наук, Фрязино – 2009г.
170. Veber A.A., Kurkov A.S., Tsvetkov V.B. Effect of bending on the efficiency of the Yb LMA-fiber laser // Laser Physics, 2011, v.21, iss.2, pp. 294-298.

171. Андреев В.А., Бурдин А.В., Бурдин В.А. Коэффициенты связи мод на стыке одномодового и многомодового оптических волокон // Фотон-экспресс, 2004, №6(38), С.104-110.
172. Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле. М.: Наука, 1967, - 444 с.
173. Гуляев Ю.В., Меш М.Я., Проклов В.В. Модуляционные эффекты в волоконных световодах и их применение. М.: Радио и связь, 1991, -152 с.
174. Takenaka K. Negative thermal expansion materials: technological key for control of thermal expansion // Sci. Technol. Adv. Mater. 2012, 13, 013001.
175. Wang S.F., Chiu M.H., Chang R.S. Numerical simulation of a D-type optical fiber sensor based on the Kretschmann s configuration and heterodyne interferometry // Sensors and Actuators, 2006, B 114, pp. 120-126.
176. Egusa S., Wang Z., Chocat N., et.al., Multimaterial Piezoelectric Fibres. // Nature Mater., 2010, 9, 643-648
177. Лисенков И.В., Никитов С.А., Попов Р.С., Чул Ку Ким. Распространение упругих волн в фононных кристаллах // Радиотехника и Электроника, 2007, т.52, № 9, С.1122-1134.
178. Povinelli M.L., Loncar M., Ibanescu M., et.al., Evanescent-wave bonding between optical waveguides // Opt. Lett., 2005, v.30, pp. 3042-3044.
- 179*. **Егоров Ф.А.** Автоколебания направления поляризации излучения в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами // Письма в ЖТФ – 2015. – Т.41. – №8. – С.61-68.
- 180*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Автоколебания направления поляризации излучения волоконных лазеров с микрооптомеханическими резонансными структурами // Фотон - Экспресс. – 2015. -№ 6. – с. 59 – 60. – Тез. докл. на 5-ой Всероссийской конф. по волоконной оптике ВКВО – 2015, г. Пермь, 7 – 9 октября 2015 г.
181. Keruevan L., Gilles H., Girard S., et.al, Self-mixing laser Doppler velocimetry with a dual-polarisation Yb:Er glass laser // Appl. Phys. 2007, B. 86, pp.169-176.

182. Fu H., Liu C., Liu Y., et.al. Laser spot position dependence in photothermal mode cooling of a microcantilever // *Opt. Lett.* 2012, v.37, №4, pp. 584-586.
183. Martin J.C. Erbium-doped fiber laser dynamics as a function of the input pump polarization state // *Laser Physics*, 2005, v.15, №12, pp. 1646-1654.
184. Martel G., Ortac B., Chartier T., et.al Dynamics of a vectorial neodymium-doped fiber laser passively Q-switched by a polymer-based saturable absorber. // *Proc. of SPIE*, 2003, v.5036, pp. 261-267.
185. Воронин В.Г., Ся Я.В., Наний О.Е., Хлыстов В.И. Механизм самопроизвольного переключения поляризации в иттербиевом волоконном лазере // *Квантовая электроника*. 2007, т.37, №4, С.339-342.
186. Воронин В.Г., Наний О.Е., Сусьян А.А., Хлыстов В.И. Новый способ управления выходной мощностью иттербиевого волоконного лазера // *Квантовая электроника*, 2010, 40, №2, С. 111-114.
187. Tanaka K. Visible anisotropic deformation of chalcogenide glass by illumination of linearly polarized light // *Appl. Phys. Express*. 2008, v.1., 012006.
188. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Основы теории сложных систем. М. – Ижевск: 2007. -552с.
189. Ларионцев Е.Г. Волновые процессы в твердотельных лазерах с многозеркальными резонаторами. Дисс... доктора физико-математических наук, Москва – 1982г.
- 190*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Бурков В.Д. Особенности автомодуляции излучения волоконных лазеров с микрорезонаторными зеркалами // *ЖТФ*. 2005. Т.75. Вып.1. С.70–73.
- 191*. Бурков В.Д., Гориш А.В., **Егоров Ф.А.**, Коптев Ю.Н., Кузнецова В.И., Потапов В.Т. Волоконно-оптический автогенератор // Патент РФ на изобретение №2226674, Бюл.№10, 10.04.2004 г.
192. Bakri T., Nabergoj R. and Tondl A. Multi-Frequency Oscillations in Self-Excited Systems // *Nonlinear Dynamics*, 2007, vol.48, №1-2, pp.115-127.

193. Skovgaard P.M.W., Brorson S.D., Balslev I., Larsen C.C. Microcavity effects in Er – doped optical fibers // J. Rarity and C. Weisbuch (eds.) Microcavities and Photonic Bandgaps, 1996, p.309-314.
194. Bao J., Yu N. and Capasso F. Controlled modification of erbium lifetime in silicon dioxide with metallic overlayers // Appl. Phys. Lett., 2007, 91, 131103.
195. Worthing P.T. and Barnes W.L. Spontaneous emission within metal-clad microcavities // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1999, 1, p. 501-506.
- 196*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Оценки влияния спонтанного излучения на характеристики автоколебаний в волоконных лазерах с микрооптомеханическими структурами // 6 Российский семинар по волоконным лазерам, г. Новосибирск, Академгородок, 14-18 апреля 2014г. – Материалы семинара. – С.160–161.
- 197*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Динамика волоконных лазеров на основе активных микро-(нано)световодов с модулируемым спонтанным временем жизни. Сб. научн. трудов VI Международной конференции «Фотоника и информационная оптика». Москва, НИЯУ МИФИ, 1-3 февраля 2017г. С.189-190
198. Lacot E., Jacquin O., Roussely G. et al. Comparative study of autodyne and heterodyne laser interferometry for imaging // J. Opt. Soc. Am. 2010, A 27, p.2450-2458
199. Witomski A., Lacot E. and Hugon O. Parametric amplification of frequency-shifted optical feedback // Phys. Rev. 2005, A 72, 023801.
- 200*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Оптоволоконные виброчастотные преобразователи на основе нерегулярных световодов // Письма в ЖТФ 2012. Т.38. №11. С.61-68
- 201*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Методы мультиплексирования волоконно-оптических датчиков на микрооптомеханических резонансных структурах // Фотон-Экспресс. – 2011. – №6. – С.24–25. – Тез. докл. на 3-й Всероссийской конф. по волоконной оптике ВКВО-2011, г. Пермь, 12-14 октября 2011 г.

202. Pisarchik A.N., Kiryanov A.V. and Barmenkov Y.O. Dynamics of an erbium-doped fiber laser with pump modulation: theory and experiment // J. Opt. Soc. Am. B, 2005, v.22, №10, p. 2107-2114.
203. Erneux T., Bielański S., Derozier D. and Glorieux P. Stabilizing or destabilizing lasers by continuous delayed feedback // Quantum Semiclassic. Opt. 1995, 7, 951-963.
204. Kang M.S., Brenn A. and Russel P.St.J. All-optical control of gigahertz acoustic resonances by forward stimulated interpolarization scattering in a photonic crystal fiber // Phys. Rev. Lett. 2010, 105, 153901.
205. Корниенко Л.С., Ларионцев Е.Г., Сидоров В.А. Теория кинематической синхронизации мод в твердотельном лазере // Квантовая электроника, 1980, 7, №6, С.1213-1218.
206. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. и Сидоров В.А. Непрерывный твердотельный лазер в режиме кинематической синхронизации мод // Изв. АН СССР, сер. Физическая, 1981, т.45, №2, С. 411÷414.
207. Sargsjan G., Stamm V., Unger C., Zschocke W. Characteristics of a Nd-doped fiber laser mode-locked with a linear external cavity // Opt. Commun. 1991, v.86, №6, p. 480-486.
- 208*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Пассивная синхронизация мод волоконного лазера с помощью микрорезонаторного отражателя // Письма в ЖТФ, - 2009. - т.35. -вып.12. -с.104-110.
- 209*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Мелькумов М.А., Шубин А.В. Автоколебания в неодимовых волоконных лазерах с микрооптомеханическими структурами // Письма в ЖТФ, - 2014. -т.40. -№8.-с.30-36.
- 210*. **Егоров Ф.А.**, Никитов С.А., Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики физических величин на основе микрооптомеханических резонансных структур // Фотон-Экспресс. – 2009. – №6(78). – С.95. – Тез. докл. 2 Всероссийской конф. по волоконной оптике ВКВО-2009, г. Пермь, 8-9 октября 2009 г.

211. Иваненко А.В. Режимы синхронизации мод в сверхдлинных волоконных лазерах с различными конфигурациями резонаторов. Дисс... кандидата физико-математических наук, Новосибирск – 2011г.
212. Chernikov S.V., Gapontsev V.P., Zhu Y. and Taylor J.R. Supercontinuum self - Q - switched ytterbium fiber laser // Opt. Lett. 1997, v.22, №5, pp. 298-300.
213. Ратнер А.М. Спектральные, пространственные и временные характеристики лазера. «Наукова думка», Киев-1968, -203с.
214. Franz X. Kaertner. Ultrafast Optical Physics II, So Se, 2013, -475p.
215. Zhao Yu., Zhao D. and Liu Y. Modelling of mode – locked fiber laser by combining of rate equation and nonlinear Schrodinger equation // Proc. of SPIE 2007, vol. 6839, 68391 p.
216. Rozanov N.N. Pulsations of the radiation from a laser with frequency dispersion // Soviet Physics JETP, 1973, v.36, №6, p. 1074-1079.
217. Ханин Я.И. Роль нелинейности активной среды при синхронизации мод твердотельного лазера // Квантовая электроника, 1978, Т.5, №3, С.590-596.
218. Вирник Я.З., Ковалев А.С., Ларионцев Е.Г. Естественные флуктуации частоты в лазере с синхронизованными модами // Изв.высш.уч.зав.-Радио физика, 1970, т. XIII,№12, с. 1769÷1774.
219. Егоров Ю.П., Петров А.С. Взаимная синхронизация аксиальных типов колебаний в газовых оптических квантовых генераторах при внутренней модуляции // Радиотехника и электроника, 1967, №8 , с. 1469÷1478.
220. Гусев А.А., Кружалов С.В., Львов Б.В., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю. Самосинхронизация продольных мод в линейном непрерывном АИГ-лазере // Изв. АН СССР, сер.физическая, 1981, т.45, №2, с.123÷128.
221. Kozlov V.V., Rozanov N.N. Single-cycle pulse passively-mode-locked laser with inhomogeneously broadened active medium // Phys. Rev. 2013, A .87(4) 043836.

222. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Прохоров А.М. Некоторые свойства твердотельного ОКГ с большой длиной резонатора // ДАН СССР, 1970, т.193, №6, с.1280-1282.
223. Клочан Е.Л., Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Наумкин Н.И. Некоторые характеристики ОКГ с линией задержки в режиме пассивной модуляции добротности // Квантовая электроника, 1973, №5(17), с.47-51.
224. Ларионцев Е.Г. Ширина области активной синхронизации мод в твердотельном лазере // Квантовая электроника, 1985,12, №6, с. 1322-1324.
225. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Сидоров В.А., Сусов А.М., Яценко Ю.П. Ширина полосы вынужденной синхронизации мод в непрерывном твердотельном лазере // Квантовая электроника, 1986, 13, №2, с. 434-437.
226. Ларионцев Е.Г. Теория синхронизации мод лазера с помощью внешней активной модуляции // Квантовая электроника, 1994, 21, №3, с. 209-212.
227. Chang Y.M., Lee J., Jhon Y.M. and Lee J.H. Q-switched mode-locking of an erbium-doped fiber laser using cavity modulation frequency detuning // Appl. Opt., 2012, v. 51, №21, p. 5295-5301.
228. Salcedo J.R., Sousa J.M., Kuzmin V.V. Theoretical treatment of relaxation oscillations in quasi-three-level systems // Appl.Phys. 1996, D 62, 83-85
229. Ionov S.I. and Roeder R.A. Megahertz-repetition rate Nd: glass fiber laser // Appl. Optics. 1996, V.35, №15, 2580-2582
- 230*. **Егоров Ф.А.**, Никитов С.А., Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики на основе возбуждаемых светом микрорезонаторных структур // Радиотехника и электроника. – 2005. – Т.50. – №6. – С.736–741.
231. Chang Y.M., Lee J., Jhon Y.M. and Lee J.H. Experimental investigation on a Q-switched, mode-locked fiber laser based on the combination of active mode locking and passive Q-switched // Appl.Opt. 2012, V.51, №21, P. 5295-5301
232. Eichler H.J., Filter W. and Weider T. Spiking of the CW Mode-Locked Nd: YAG Laser: Mathematical Model // IEEE J. Quantum Electron. 1988, V.24, №6, P.1170-1180

233. Малыкин Г.Б., Позднякова В.И. Поляризационные эффекты в кольцевых интерферометрах // Нижний Новгород: ИПФ РАН. 2008. 208 с.
234. Brunel M., Emile O., Alouini M. et.al. Experimental and theoretical study of longitudinally monomode vectorial solid-state lasers. // Phys. Rev. 1999, A.v.59, №1, p. 831-840.
235. Chartier T., Sanchez F., Stephan G. General model for multimode Nd-doped fiber laser. I: Construction of the model // Appl. Phys. 2000, B. 70, 23-31.
236. Chartier T., Sanchez F., Stephan G. General model for multimode Nd-doped fiber laser. II: Steady-state analysis of length-dependent polarization effects // Appl. Phys. 2000, B. 70, 33-43.
237. Lariontsev E.G., Zolotoverh I.I. Bistability of circularly polarized fields in a quasi-isotropic monomode solid-state laser // Opt. Commun. 2005, 249, 523-529.
238. Аснис Л.Н., Ветров А.А., Покровский А.А., Чижов С.А. Внутриволоконный акустооптический перестраиваемый спектральный фильтр // Оптический журнал, 2006, т.73, №2, с.21-25.
239. Иванов О.В., Никитов С.А. Оболочечные моды волоконных световодов и длиннопериодные волоконные решетки. – М.: Физмат, 2012. – 252 с.
240. Zhu X., Schulzgen A., Li H. et. al. Detailed investigation of self – imaging in large – core multimode optical fibers for application in fiber lasers and amplifiers // Opt. Express, 2008, vol. 16, № 21, pp. 16632 – 16645.
- 241*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Параметрические колебания микро-(нано)световодов // Письма в ЖТФ – 2011. – Т.37. – №7. – С. 47–53.
- 242*. **Егоров Ф.А.** Волоконно-оптические датчики, основанные на флуктуационных колебаниях световодных микрооптомеханических резонансных структур // ЖТФ. – 2013. – Т.83. – Вып.11. – С.100–104.
- 243*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики, основанные на флуктуационных колебаниях световодных микрооптомеханических резонансных структур // Фотон-Экспресс. – 2013. – № 6. – С. 51–52. – Тез. докл.

4 Всероссийской конф. по волоконной оптике ВКВО-2013, г. Пермь, 16-18 октября 2013 г.

244*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Модуляция оптического излучения с помощью микро – (нано) оптомеханических резонансных структур, возбуждаемых светом. Доклады Международной конференции «Радиоэлектронные устройства и системы для инфокоммуникационных технологий» (REDS – 2016), Москва, 25 – 27 мая 2016 г., С.467 – 472.

245. Чаморовский А.Ю., Никитов С.А. Нелинейно – оптические генераторы на основе микроструктурных волоконных световодов с подвешенной сердцевинной // Радиотехника и электроника, 2013, т. 58, № 9, С. 891 – 904.

246. Liao M. Chaudhari C., Yan X., Qin G., Kito C., Suzuki T., Ohishi Y. A suspended core nanofiber with unprecedented large diameter ratio of holey region to core // Opt. Express, 2010, 18(9), 9088 – 97

247. She W., Yu J., Feng R. Observation of Push Force on the End Face of a Nanometer Silica Filament Exerted by Outgoing Light // Phys. Rev. Lett, 2008, 101, 243601.

248. Brevik I., Ellingsen S.A. Transverse radiation force in a tailored optical fiber // ar Xiv. 2009,0912. 2247 v. 1 [Physics optios] 11. Dec.

249. Tong L., Hu L., Zhang I. et al, Photonic nanowires directly drawn from bulk glasses // Opt. Express, 2006, v. 14, № 1, p. 82 – 87

250*. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптический термометр и его применение в измерителе мощности СВЧ-поля с ферритовым перобразователем мощность-температура // Радиотехника и электроника. – 1993. – Вып.11. – С.2097–2103.

251. Макаров В.П., Рухадзе А.А. Сила, действующая на вещество в электромагнитном поле без учета дисперсии // Прикладная физика, 2009, №5, С.13-20.

252. Светлицкий В.А. Механика трубопроводов и шлангов. – М.: Машиностроение, 1982. – 280 с.

253. Нестеров С.В., Акуленко Л.Д., Коровин Л.И. Поперечные колебания трубопровода с равномерно движущейся жидкостью // ДАН. 2009, т.427, №6, с.781-784.
254. Tong L., Gattass R.G., Ashcon I.B., He S., Lou I., Shen M., Maxwell I., Mazur E. Subwavelength – diameter silica wires for low – loss optical wave guiding // Nature, 2003, vol. 426, 816 – 819.
255. Болотин В.В. Динамическая устойчивость упругих систем. М.: Гос. изд-во технико-теорет. лит-ры, 1956, -600с.
256. Scott S. Verbridge, Rob Ilic, Craighead H.G. and Parpia M. Jeevak // Appl. Phys. Lett. 2008, v.93, p.013101.
257. Бирюков А.С., Дианов Е.М. Передача энергии по волоконным световодам // Квантовая электроника. 2007, т.37, №4, с.379-382.
258. Ding Ye, Yang Q., Guo Xin, Wang S., et al. Nanowires / microfiber hybrid structure multicolor laser // Opt. Express. 2009, v.17, №24, p.21813-21818.
259. Wolchover N.A., Luan F., George A.K. and Knight J.C. High nonlinearity glass photonic crystal nanowires // Opt. Express. 2007, v.15, №3, p.829-833.
260. Braginsky V.B., Strigin S.E. and Vyatchanin S.P. Parametric oscillatory instability in Fabry-Perot interferometer // Phys. Lett. A.2001, v.287, p.331-338.
261. Болотин В.В. Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости, Физматгиз, 1961, - 360 с.
262. Окопный Ю.А., Радин В.П., Чирков В.П., Васин В.Н. Исследование устойчивости консольного стержня при параметрическом воздействии потенциальной и следящей сил // Справочник. Инженерный журнал, 2008, № 9, - с. 28 – 33.
263. Майлыбаев А.А. Многопараметрические задачи теории устойчивости. Автореферат дисс. ...Доктора физико-математических наук. Санкт-Петербург, 2008, -30с.

264. Zhu X., Schulzgen A., Li H., Wei H., Moloney J.V. and Peyghambarian N. Coherent beam transformations using multimode waveguides // *Opt. Express*, 2010, v. 18, №7, p.7506-7520.
265. Кизель В.А. Отражение света. М.: Изд – во «Наука», 1973, - 352 с.
266. Selvas R., Torres-Gomez I., Martinez-Rios A. et.al. Wavelength tuning of fiber lasers using multimode interference effects // *Opt. Express*, 2005, 13 (23), 9439-9445.
267. Wu Q., Semenova Y. Wang P., Farrell G. The use of a bent singlemode-multimode-singlemode (SMS) fiber structure for vibration sensing // *Proc. of SPIE*, 2011, v.7753, p.77535G.
268. Palik E.D., (Ed), *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press Inc., London (1985).
269. Yin Y., Pan Y., Rubanov S., Bilek M.M.M. and Kenzie D.R. Mc. Sputtered Nanocrystalline Nickel Thin Films for Solar Thermal Energi Applications. // *Nanoscience and Nanotechnologi Letters*, 2009, v. 1, 32 – 36.
270. Lacot E. Jacquin O., Roussely G. et.al. Comparative study of autodyne and heterodyne laser interferometry for imaging // *J. Opt. Soc. Am. A*, 2010, v.27 ,№11, p.2450-2458.
271. Маркузе Д. Оптические волноводы/ Пер. с англ. Под ред. В.В.Шевченко. М.: Мир, 1974. – 576 с.
272. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Дышлюк А.В., Гурбатов С.О. Волоконно – оптический метод мониторинга деформаций изгиба // *Фотон – экспресс*, 2009, № 6, с. 212 – 213.
273. Бутусов М.М., Галкин С.Л., Оробинский С.П., Пал Б.П. Волоконная оптика и приборостроение. / Под общ. Ред. Бутусова М.М., - Л.: Машиностроение. 1987. 328 с.
274. Blake J.N., Kim B.Y., Engan H.E., Shaw H.J. Analysis of intermodal coupling in a two-mode fiber with periodic microbends // *Opt.Lett.* 1987, v.12, №4, pp. 281-283.

275. Yun S.H., Hwang I.K., Kim B.Y. All-fiber tunable filter and laser based on two-mode fiber // *Opt.Lett.* 1996, v.21, №1, pp. 27-29.
276. Ostling D., Engan H.E. Narrow-band acousto-optic tunable filtering in a two-mode fiber // *Opt.Lett.* 1995, v.20, №11, pp. 1247-1249.
277. Lamouroux B., Mortel P., Prade B., Vinet J.Y. Evanescent-field coupling between a monomode fiber and a high-index medium of limited thickness // *J.Opt. Soc. Am.*, 1985, A. v.2, №5, pp. 759-764.
278. Потапов В.Т., Седых Д.А., Соколовский А.А. О туннелировании излучения из одномодового световода с ограниченной оболочкой // *Квантовая электроника.* 1987. №4. С.857-859.
- 279*. Бурков В.Д., **Егоров Ф.А.**, Егоров С.А., Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики температуры // Труды XXIX международной конференции «Информационные технологии в науке, образовании, телекоммуникации, бизнесе», IT+SE'2002, Ялта-Гурзуф, 20-30 мая 2002 г. – С.177–180.
- 280*. Гаврюшин С.С., **Егоров Ф.А.**, Коломиец Л.Н., Неугодников А.П., Свиринов В.Н., Поспелов В.И., Потапов В.Т. Расчет термоиндуцированных напряжений в чувствительных элементах волоконно-оптических датчиков // *Радиотехника.* 2006. №5–6. С.53–55.
- 281*. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Поспелов В.И., Потапов В.Т. Волоконно-оптический датчик температуры с полупроводниковым чувствительным элементом // *Датчики и Системы.* 2006. №6. С.20–22.
282. Mattiat O.E. *Ultrasonic Transducer Materials.* Springer, 2012, - 185p.
283. Малов В.В. Пьезорезонансные датчики. М.: Энергоатомиздат, 1989. -272с.
284. Yang Y.T., Callegari C., Feng X.L. et.al., Zeptogram-Scale Nanomechanical Mass Sensing // *Nano Lett.* 2006, 6(4), pp. 583-586.
- 285*. Гармаш В.Б., **Егоров Ф.А.**, Коломиец Л.Н. и др. Волоконно-оптические датчики и информационно-измерительные системы // Сб. докл. Международной научно-технической конференции «Датчики и системы - 2005», г. Пенза, 6-10 июня 2005 г. – С.39–49.

286. Gurchonok G.A., Djodjua I.A., Amirova S.R., Tulaikova T.V., Using fiber gratings in the short-length sensors based on micromechanical vibrations // *Sensors and Actuators*, 2001, A 93, P. 197-203.
287. Чуренков А.В. Микрорезонаторный интерференционный волоконно-оптический датчик относительной влажности воздуха // *Письма в ЖТФ*, 2013, т.39, в.16, с.23-29.
288. Mostafazadeh A., Yaralioglu G.G., Urey H. Optical fiber array based simultaneous parallel monitoring of resonant cantilever sensors in liquid // *Sensors and Actuators*, 2016, A 242, P.132-139.
- 289*. Бурков В.Д., Гориш А.В., **Егоров Ф.А.**, Коптев Ю.Н. и др. Волоконно-оптический датчик температуры на основе микрорезонатора // Патент РФ на изобретение №2161783, Бюл.№1, 10.01.2001 г.
- 290*. Бурков В.Д. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Потапов Т.В. Микрорезонаторный волоконно-оптический датчик магнитного поля // Сб. трудов 13-ой Международной научн. конференции «Математические методы в технике и технологиях – ММТТ-2000», г. Санкт-Петербург, 27-29 июня 2000 г., Том 7, С.84–85.
- 291*. Бурков В.Д., Гориш А.В., **Егоров Ф.А.**, Коптев Ю.Н. и др. Микрорезонаторный волоконно-оптический датчик магнитных полей // Патент РФ на изобретение №2202115, Бюл.№10, 10.04.2003 г.
- 292*. Бурков В.Д., Гориш А.В., **Егоров Ф.А.**, Коптев Ю.Н. и др. Микрорезонаторный волоконно - оптический датчик электрического тока // Патент РФ на изобретение №2170439, Бюл.№19, 10.07.2001 г.
- 293*. Бурков В.Д., Гориш А.В., **Егоров Ф.А.**, Коптев Ю.Н. и др. Мультиплексная система автогенераторных микрорезонаторных волоконно-оптических датчиков физических величин // Патент РФ на изобретение №2204810, Бюл.№14, 20.05.2003г.
- 294*. **Егоров Ф.А.**, Гамкрелидзе С.А., Потапов В.Т., и др. Автогенераторные волоконно-оптические датчики на основе микрорезонаторов // Сб. докл.

- Международной научно-технической конференции «Датчики и системы - 2005», г. Пенза, 6-10 июня 2005г. – С.305–308.
- 295*. Бурков В.Д., Гориш А.В., **Егоров Ф.А.**, Коптев Ю.Н. и др. Волоконно-оптический автогенератор // Патент РФ на изобретение №2163354, Бюл.№5, 20.02.2001 г.
- 296*. Вельшер Л.З., Стаханов М.Л., **Егоров Ф.А.**, Королев В.А., Потапов В.Т., Долганов Е.Е. Катетер с волоконно-оптическим датчиком температуры для оперативной эндоскопии // Лазерная медицина.– 2001. –Т.5, №4. – С.32–34
- 297*. **Егоров Ф.А.**, Королев В.А., Потапов В.Т., Стаханов М.Л. Волоконно-оптический термометр для контроля гипертермической терапии // Лазерная медицина. – 2005. –Т.9– №3. – С.53–54.
- 298*. **Егоров Ф.А.**, Неугодииков А.П., Быковский В.А. Экспериментальные исследования волоконно-оптических датчиков для контроля деформаций железобетонных конструкций // Сб. научных трудов II-го Международного симпозиума «Проблемы современного бетона и железобетона», г. Минск, 21-23 октября, 2009г., часть 1, С.221–232.
299. WWW.RUSHYDRO.RU
300. Ахвердов Ю.М. Основы физики бетона. – М.: Стройиздат, 1981.
- 301*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т., Мелькумов М.А. и др. Волоконно – оптический частотный датчик переменного давления в газообразных и жидких средах // Письма в ЖТФ, 2016, т. 42, вып. 10, с. 9- 16
302. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Радио и связь, 1986 г., – 512с.
303. Thornton K.E.B., Uttamchandani D., Culshaw B.A. Sensitive Optically Excited Resonator Pressure Sensor // Sensors and Actuators,1990, A 24, p.15-19
304. Lu X., Guo Q., Xu Z., Ren W., Cheng Z.-Y. Biosensor platform based on stress-improved piezoelectric membrane // Sensors and Actuators, 2012, A 179, pp. 32-38.

305. Hosseini – Hashemi S.H., Karimi M., Rokni H. Natural frequencies of rectangular Mindlin plates coupled with stationary fluid // *Appl. Math. Modelling*, 2012, 36, pp.764 -778.
306. Блэкьер О. Анализ нелинейных систем. – М.: Мир, 1969.
307. Kilic O., Digonnet M.Y.F., Kino G.S., Solgaard O. Miniature photonic-crystal hydrophone optimized for ocean acoustics // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. V.129(4). P. 1837-1850.
- 308*. **Егоров Ф.А.**, Амеличев В.В., Генералов С.С., Никифоров С.В., Шаманаев С.В., Гольдберг Я.В. Волоконно-оптический гидрофон с возможностью дистанционной самокалибровки // *Микроэлектроника*. – 2016, т.45, №5, С. 396-400.
- 309*. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П. Волоконно-оптический датчик перемещений с возможностью дистанционной градуировки и способ измерения посредством такого датчика // Патент РФ на изобретение №2502955, Бюл.№36, 27.12.2013 г.
- 310*. **Egorov F.** and Potapov V. Fiber-Optic Sensors Based on Fiber-Optic Lasers and Microoptomechanical Resonance Structures // *Laser Physics*. 2011. Vol.21 №2. P.1–5.
- 311*. Бурков В.Д. **Егоров Ф.А.**, Малков Я.В., Потапов В.Т. Оптическое мультиплексирование микрорезонаторных датчиков физических величин на основе волоконного лазера // *ЖТФ*. 2000. Т.70. Вып.1. С.113–116.
312. Дехтяр А.В. Мультиплексная система для измерения температуры на основе микрорезонаторных волоконно-оптических датчиков // дис. ... канд/техн. наук, Москва – 1999г.
313. Партс Я.А. Многочастотные пьезорезонансные датчики: принцип действия, способы построения, решаемые задачи. // *Нелинейный мир*, 2009, №5, т.7, с.93-96.

314. Rodriguez – Pardo L., Rodriguez J.F., Gabrielli C., Brendel R. Sensitivity, Noise and Resolution in QCM Sensors in Liquid Media // IEEE Sensors Journal, 2005, V. 5, № 6. P.1285-1292.
315. Патюков В.Г. Измерение частотно-временных параметров сигналов с повышенной точностью и помехоустойчивостью. Дисс... доктора технических наук. Красноярск, -2001г.
316. Wang Q. and Yu Q., Continuously tunable S and C+L bands ultra wideband erbium-doped fiber ring laser // Laser Phys. Lett. 2009, V.6,iss. 8. P.607-611.
317. Chen W.G., Lou S.Q., Feng S.C. et.al. Switchable multi-wavelength fiber ring laser based on a compact in-fiber Mach-Zender interferometer with photonic crystal fiber // Laser Phys. 2009, 19, 2115.
318. Li X.H., Liu X.M., Cong Y.K., et.al. A novel erbium/ytterbium co-doped distributed feedback fiber laser with single-polarisation and unidirectional output // Laser Phys. Lett. 2010, 7, 55.
- 319*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики физических величин на основе волоконных лазеров и микрооптомеханических резонансных структур // «Материалы IV Российского семинара по волоконным лазерам», г. Ульяновск, 19-22 апреля 2010г., – С. 140–142.
- 320*. Burkov V.D., Malkov Ja.V., **Egorov F.A.**, et al Fiber optic microresonators for concentration gas sensors // Proceedings of the XI World Forestry Congress, Antalya, 13-22 October, 1997, v.1, pp.194–197.
321. Weigert S., Dreier M. and Hegner M. Frequency shifts of cantilevers vibrating in various media // Appl. Phys. Lett. 1996, 69, (19), p. 2834-2836.
- 322*. **Егоров Ф.А.** Волоконно-оптические датчики, основанные на флуктуационных колебаниях световодных микрооптомеханических резонансных структур // ЖТФ. 2013, т.83, вып.11, с.100-104.
- 323*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Волоконно-оптические датчики, основанные на флуктуационных колебаниях световодных микрооптомеханических резонансных структур // Тез. докл. 4 Всероссийской конференции по

волоконной оптике ВКВО-2013, г. Пермь, 16-18 октября 2013г. Фотон-Экспресс. – 2013.– № 6.– С. 51–52.

324. Gabrielson T.B. Mechanical-Thermal Noise in Micromachined Acoustic and Vibration Sensors // IEEE Transactions on Electron Devices, 1993, v.40, №5, p.903-909;

325. Annovazzi-Lodi V., Donati S., Merlo S. Thermodynamic phase noise in fibre interferometers // Optical and Quantum Electronics 1996, 28, pp.43-49.;

326. Kozlov G.G. Noise Spectroscopy of an Optical Microresonator // ЖЭТФ, 2013, v.116, № 5, pp. 749 – 754

327. Basarir O., Bramhavar S., Basilio-Sanchez G., et.al. Sensitive micromechanical displacement detection by scattering evanescent optical waves // Opt. Lett. 2010. V.35. №11. p. 1792-1794.

328. Алексеев Э.И., Базаров Е.Н., Баранников Ю.А. и др. Избыточный шум Er/Yb-волоконного суперфлуоресцентного источника излучения // Письма в ЖТФ. 1997. Т.23. вып.23. с. 1-6.

329. Ramos D., Tamayo Y., Mertens Y., et.al., Detection of bacteria based on the thermomechanical noise of a nanomechanical resonator: origin of the response and detection limits // Nanotechnology, 2008, v.19(3), 035503.

330. Li M., Pernice W.H.P., Tang H.X. Broadband all-photonic transduction of nanocantilevers // Nature Nanotechnology. 2009. V.4. p. 377-382.

331. Лясковская Н.Ю. Тепловые и избыточные механические шумы в прототипах кварцевых подвесов зеркал гравитационных антенн. Автореферат дисс...канд. физ.-мат. наук, Москва - 2006г.

332. Sudipto K.De., Aluri N.R. Theory of thermoelastic damping in electrostatically actuated microstructures // Phys.Rev. B. 2006. V.74. p.144305

333. Lalanne C. Mechanical Vibration, Random Vibration. John Wiley and Sons. 2010. V. 3. 448-P.

334. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах.-М.: Наука, 1968. -

335. Ван- дер- Зил А. Флуктуации в Радиотехнике и Физике. М.: Госэнергоиздат. 1958.-296 С.
336. Hasheminejad S.M., Gheshlaghi B. Eigenfrequencies and quality factors of nanofilm resonators with dissipative surface stress effects // Wave Motion, 2013, 50, p. 94-100.
337. Скалон А.И., Шугаев М.А. Метрологические модели микромеханических датчиков для систем навигации и управления движением // Датчики и системы, 2002, № 9, с. 3 - 6.
- 338*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Оценки нестабильности параметров автоколебаний в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами // 7-й Российский семинар по волоконным лазерам, г. Новосибирск, Академгородок, 6-9 октября 2016г.– Материалы семинара.– С. 142-143.
339. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл-полупроводник и его применение. –Л.: Наука, 1979.
- 340*. Егоров Ф.А., Темиров Ю.Ш., Соколовский А.А., Дворянкин В.Ф. Оптически управляемый волоконный переключатель на основе пленок VO_2 // Письма в ЖТФ. – 1991. – №9. – С.81–86.
- 341*. **Егоров Ф.А.**, Темиров Ю.Ш., Соколовский А.А., Дворянкин В.Ф., Кухта А.В., Старостин Н.И. Волоконный, оптически управляемый модулятор излучения на основе двуокиси ванадия // Письма в ЖТФ. 1991. №22. С.85–90.
342. Wermus D., Shaffner T., Siemers T. J., Thompson J.R. Interplay of classical noise sources in the relaxation oscillations of an Nd: YAG Laser // Opt. Communications, 2011, 284, p. 3051 – 3059.
- 343*. Бурков В.Д., Гориш А.В., **Егоров Ф.А.**, Коптев Ю.Н. и др. Микрорезонаторный волоконно-оптический датчик угловых перемещений // Патент РФ на изобретение №2142117, Бюл.№33, 27.11.1999 г.

344. Norris A.N. Mechanics of Damping in Small Oscillators // Department of Mechanical and Aerospace Engineering Rutgers University, Piscataway, NJ 08854-8058, USA, 2005, P. 13–16.
345. Ekinici K.L., Yang Y.T., and Roukes M.L. Ultimate limits to inertial mass sensing based upon nanoelectromechanical systems // J. Appl. Phys. – 2004. –v.95, №5, P.2682–2689.
346. Рой А.А., Косых А.В. Температурно – коррелированные флуктуации частоты термокомпенсированных кварцевых генераторов // Электронный журнал «Исследовано в России», с.1600 – 1608 (<http://zhurnal.apr.relarn.ru/articles/2002/143.pdf>)
347. Лэкс М. Флуктуации и когерентные явления: Пер. с англ. С.П.Малышенко. – М.: Мир, 1974. – 300 с.
348. Физика полупроводниковых лазеров: Пер. с японск. // Под ред. Х. Такумы. – М.: Мир, 1989. – 310 с.
349. Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. – М.: Наука, 1983. – 295 с.
- 350*. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Быковский В.А., Ларин О.А. Исследования напряженно - деформированного состояния грунта с помощью волоконно-оптических датчиков деформаций и давления // Монтажные и специальные работы в строительстве. 2011. №7. С.5–8.
- 351*. **Егоров Ф.А.**, Потапов В.Т. Датчики деформаций на основе волоконных лазеров // 5-й Российский семинар по волоконным лазерам, г. Новосибирск, 27-30 марта 2012г. Материалы семинара. – С.70–71.
- 352*. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Велиюлин И.И., Зорин А.Е., Васильев П.И. Исследование напряженно - деформированного состояния труб магистрального трубопровода с помощью волоконно-оптических датчиков деформации // Территория НЕФТЕГАЗ. 2011. №10. С.26–29.
- 353*. **Егоров Ф.А.**, Неугодников А.П., Поспелов В.И. Контроль и диагностика параметров строительных сооружений с помощью волоконно-оптических

систем мониторинга // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. – 2006. – №6, С.55-61.

354*. **Егоров Ф.А.**, Неугольников А.П., Быковский В.А., Шерстюк С.П. Автоматизированная система мониторинга инженерных конструкций. Практика применения // Датчики и Системы. 2014. №11. С.71-78.

355. Цытович Н.А. Механика грунтов. - М.: Высшая школа, 1971

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

МОМРС – микрооптомеханическая резонансная система (микроосциллятор)
ВЛ – волоконный лазер
ОМВ – оптомеханическое взаимодействие
ОМН – оптомеханическая нелинейность
КЭ – колебательный элемент
АС – активный световод (активная среда)
ВОД – волоконно-оптический датчик
АМС – активный микро - (нано) световод
ЭВЛ – эрбиевый волоконный лазер
ИВЛ – иттербиевый волоконный лазер
ЭИВЛ – эрбий-иттербиевый волоконный лазер
ASE – усиленное спонтанное излучение (суперфлуоресцентное излучение)
АК – автоколлиматор
ИФП – интерферометр Фабри-Перо
ПЛ – полупроводниковый лазер
П/П – полупрозрачное зеркало (пластина)
ПСМ – пассивная синхронизация мод
СС – специальный световод
ССМС – сегмент ступенчатого многомодового световода
SMF – одномодовый световод
MMF – многомодовый световод
SMS – структура – соединение световодов: SMF – MMF – SMF
SMM – волоконная структура: single-mode-multimode-multimode
КТР – коэффициент теплового расширения
ПДИ – пространственная «дырка» инверсии
GTW – волоконная структура с активным световодом «Grudinin – Turner waveguide»
ПП – показатель преломления
ППП – профиль показателя преломления
АЧХ – амплитудно – частотная характеристика
ППД – первичный преобразователь деформаций (давления)
СЭ – сенсорный элемент
НДС – напряженно-деформированное состояние
СМН – стабилизатор мощности накачки
КНЧ – кратковременная нестабильность частоты
FBG – волоконная Брэгговская решетка
МНС – микро(нано)световод
ФПМП – фазовый переход металл-полупроводник
НПВО – нарушенное полное внутреннее отражение
РВОД – резонансных волоконно-оптических датчиков
МРВОД – многоканальные, резонансные ВОД

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение А. Система уравнений, описывающая динамику ЭИВЛ с микроосцилляторомным зеркалом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} = & [\sigma_{pe} \cdot n_3 - \sigma_{pa} \cdot n_1](I_{p+} + I_{p-}) - [\sigma_{se1a} \cdot n_1 - \sigma_{se1a} \cdot n_3] \cdot (I_{se1+} + I_{se1-}) + \\ & [\sigma_{se} \cdot n_2 - \sigma_{sa} \cdot n_1](I_{s+} + I_{s-}) + [\sigma_{se2e} \cdot n_2 - \sigma_{se2a} \cdot n_1] \cdot (I_{se2+} + I_{se2-}) + \frac{n_2}{\tau_{21}} - \\ & C_{cr} n_1 n_4 + \frac{\sigma_{se2e} \cdot n_2^2}{\tau_{21}} \cdot l_{se2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} = & [\sigma_{sa} \cdot n_1 - \sigma_{se} \cdot n_2](I_{s+} + I_{s-}) + [\sigma_{se2a} \cdot n_1 - \sigma_{se2a} \cdot n_2] \cdot (I_{se2+} + I_{se2-}) + \\ & \frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{23}} - \frac{\sigma_{se2e} \cdot n_2^2}{\tau_{21}} \cdot l_{se2} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_5}{\partial t} = & [\sigma_{pe}^* \cdot n_4 - \sigma_{pa}^* \cdot n_5](I_{p+} + I_{p-}) + [\sigma_{se1e}^* \cdot n_4 - \sigma_{se1a}^* \cdot n_5] \cdot (I_{se1+} + \\ I_{se1-}) + & \frac{n_4}{\tau_{45}} + \frac{\sigma_{se1e} \cdot n_4^2}{\tau_{45}} \cdot l_{se1} + C_{cr} n_1 n_4 \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = N_{Er}(x) \quad (2.4)$$

$$n_4 + n_5 = N_{Yb}(x) \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial I_{p+}}{\partial x} + \frac{1}{V_p} \frac{\partial I_{p+}}{\partial t} = [\sigma_{pe} \cdot n_3 + \sigma_{pe}^* \cdot n_4 - \sigma_{pa} \cdot n_1 - \sigma_{pa}^* \cdot n_5] \cdot I_{p+} - l_p \cdot I_{p+} \quad (2.6)$$

$$- \frac{\partial I_{p-}}{\partial x} + \frac{1}{V_p} \frac{\partial I_{p-}}{\partial t} = [\sigma_{pe} \cdot n_3 + \sigma_{pe}^* \cdot n_4 - \sigma_{pa} \cdot n_1 - \sigma_{pa}^* \cdot n_5] \cdot I_{p-} - l_p \cdot I_{p-} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{se1+}}{\partial x} + \frac{1}{V_{se1}} \frac{\partial I_{se1+}}{\partial t} = & [\sigma_{se1e} \cdot n_3 + \sigma_{se1e}^* \cdot n_4 - \sigma_{se1a} \cdot n_1 - \sigma_{se1a}^* \cdot n_5] \cdot I_{se1+} - \\ l_{se1+} \cdot I_{se1+} + & \frac{\Delta\Omega_1}{4\pi} \cdot \frac{n_4}{\tau_{45}} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} - \frac{\partial I_{se1-}}{\partial x} + \frac{1}{V_{se1}} \frac{\partial I_{se1-}}{\partial t} = & [\sigma_{se1e} \cdot n_3 + \sigma_{se1e}^* \cdot n_4 - \sigma_{se1a} \cdot n_1 - \sigma_{se1a}^* \cdot n_5] \cdot I_{se1-} - \\ - l_{se1+} \cdot I_{se1-} + & \frac{\Delta\Omega_1}{4\pi} \cdot \frac{n_4}{\tau_{45}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial I_{s+}}{\partial x} + \frac{1}{V_s} \frac{\partial I_{s+}}{\partial t} = [\sigma_{se} \cdot n_2 - \sigma_{sa} \cdot n_1] \cdot I_{s+} - l_s \cdot I_{s+} + \frac{\Delta\Omega_2}{4\pi} \cdot \xi_2 \cdot \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2.10)$$

$$-\frac{\partial I_{s-}}{\partial x} + \frac{1}{V_s} \frac{\partial I_{s-}}{\partial t} = [\sigma_{se} \cdot n_2 - \sigma_{sa} \cdot n_1] \cdot I_{s-} - l_s \cdot I_{s-} + \frac{\Delta\Omega_2}{4\pi} \cdot \xi_2 \cdot \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial I_{se2+}}{\partial x} + \frac{1}{V_{se2}} \frac{\partial I_{se2+}}{\partial t} = [\sigma_{se2e} \cdot n_2 - \sigma_{sa2a} \cdot n_1] \cdot I_{se2+} - l_{se2} \cdot I_{se2+} + \frac{\Delta\Omega_2}{4\pi} \cdot (1 - \xi_2) \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2.12)$$

$$-\frac{\partial I_{se2-}}{\partial x} + \frac{1}{V_{se2}} \frac{\partial I_{se2-}}{\partial t} = [\sigma_{se2e} \cdot n_2 - \sigma_{sa2a} \cdot n_1] \cdot I_{se2-} - l_{se2} \cdot I_{se2-} + \frac{\Delta\Omega_2}{4\pi} \cdot (1 - \xi_2) \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2.13)$$

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{\omega}{Q} \frac{du}{dt} + \omega^2 u = \frac{G_s}{m} \cdot I_{s+}(L, t) + \frac{G_p}{m} \cdot I_{p+}(L, t) + \frac{G_{se1}}{m} \cdot I_{se1+}(L, t) + \frac{G_{se2}}{m} \cdot (1 - \xi_2) \cdot I_{se2+}(L, t) \quad (2.14)$$

с граничными и начальными условиями:

$$I_{p+}(0, t) = I_{p0}(t) + R_{1p} \cdot I_{p-}(0, t), \quad I_{p-}(L, t) = R_{2p}(u) \cdot I_{p+}(L, t) \quad (2.15)$$

$$I_{se1+}(0, t) = 0, \quad I_{se1-}(L, t) = R_{2se1}(u) \cdot I_{se1+}(L, t) \quad (2.16)$$

$$I_{s+}(0, t) = R_{1s} \cdot I_{s-}(0, t), \quad I_{s-}(L, t) = R_{2s}(u) \cdot I_{s+}(L, t) \quad (2.17)$$

$$I_{se2+}(0, t) = R_{1s} \cdot I_{se2-}(0, t), \quad I_{se2-}(L, t) = R_{2s}(u) \cdot I_{se2+}(L, t) \quad (2.18)$$

где $R_{2,p,s,se1}(u) = R_{20,p,s,se1} \cdot \exp\left[-\frac{(\varphi_0 + \chi \cdot u)^2}{\theta_0^2}\right]$

$$n_1(x, 0) = N_{Er}; \quad n_2(x, 0) = 0; \quad n_3(x, 0) = 0; \quad n_4(x, 0) = 0; \quad n_5(x, 0) = N_{Yb} \quad (2.19)$$

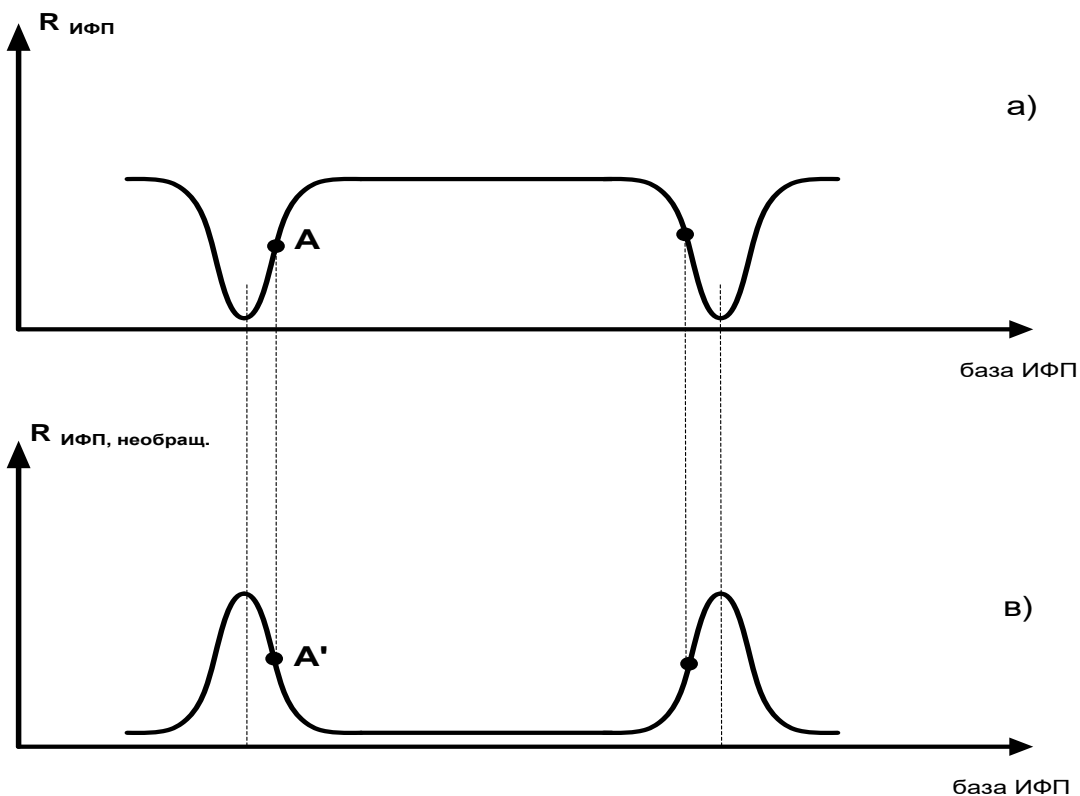
$$I_{p+,-} = 0; I_{s+,-} = 0; I_{se1+,-} = 0; I_{se2+,-} = 0; u = 0; \frac{du}{dt} = 0; \quad (2.20)$$

$$\left. \begin{aligned} I_0(t) &= 0, & t &\leq 0 \\ I_{p0}(t) &= I_0 \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right)\right), & t &> 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

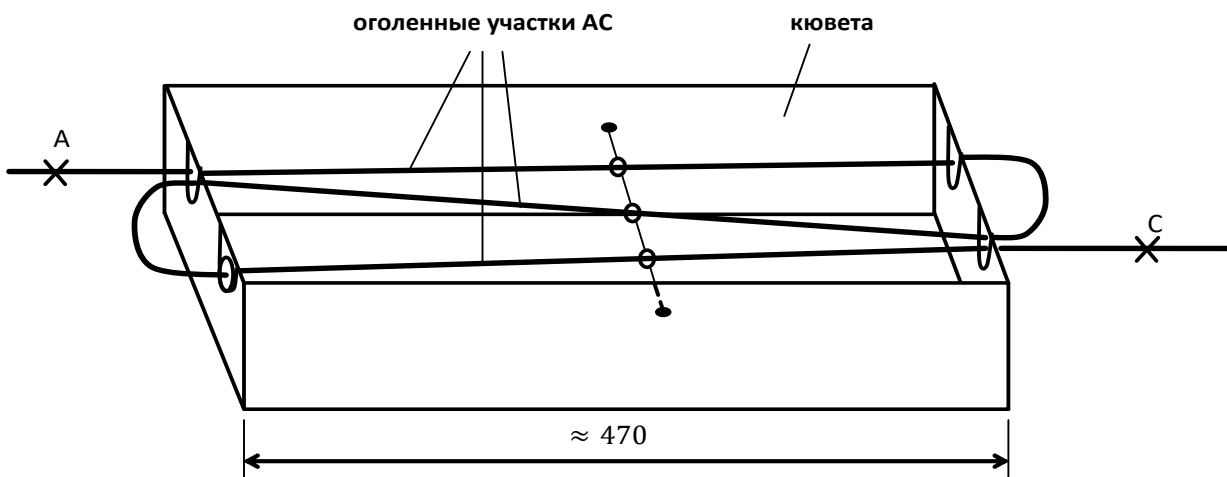
Функция $I_{p0}(t)$ в (2.15) описывает «плавное» включение мощности накачки (в момент времени $t = 0$) с последующим выходом (с «постоянной» времени, $t_0 = (10 \div 30) \cdot 10^{-3}$ с. ($t_0 \gtrsim \tau_{sp}$)) на стационарный уровень I_0 ; интенсивность излучения (плотность потока фотонов) I_p, I_s и др. измеряются в единицах $\left[\frac{\text{фотон}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек}}\right]$; l_s, l_p и др. – характеризуют распределенные (погонные) потери в АС; $(\sigma_{sa}, \sigma_{pa}, \sigma_{se2a}, \sigma_{pe}, \sigma_{se}, \sigma_{se2e})$ – сечения поглощения (излучения), относящиеся к Er^{+3} ; аналогично – $(\sigma_{pa}^*, \sigma_{se1a}^*, \sigma_{pe}^*, \sigma_{se1e}^*)$ соответствуют Yb^{+3} ; $u(t)$ – смещение микроосциллятора. С целью исключения отражения зеркала на линии иттербия полагаем $R_1(\lambda_{Yb}) = R_{1se} = 0$; $\Delta\Omega_1 = 2\pi \cdot (NA)_{se1}^2$ – телесный угол, соответствующий конусу направляемых «лучей» в АС (NA_{se1} числовая апертура на длине волны $\lambda_{se1}(\lambda_{Yb})$ ($NA_p \approx NA_{se1}$), аналогично, $\Delta\Omega_2 = 2\pi \cdot (NA)_{se2}^2$ – телесный угол для спектра излучения Er^{+3} ($NA_s \approx NA_{se2}$); $\xi_2 = \frac{\Delta\lambda_s}{\Delta\lambda_{ASE}}$ – доля мощности излучения люминесценции Er^{+3} , попадающая в полосу лазерной генерации ($\Delta\lambda_s$ – спектральная ширина линии лазерной генерации ЭИВЛ); $\Delta\lambda_{ASE}$ – ширина спектра суперлюминесценции в АС (Er^{+3}). В численных расчетах использованы следующие значения:

$$\lambda_s \approx 1540 \text{ nm}; \Delta\lambda_s \approx 0,1 \text{ nm}; \Delta\lambda_{ASE} = 30 \text{ nm}; \Delta\Omega_1 = \Delta\Omega_2 = 0,2; \xi_2 = \frac{1}{300}$$

Приложение В. Интерферограммы отражения для ИФП: обычного (а); «необращенного» (в).



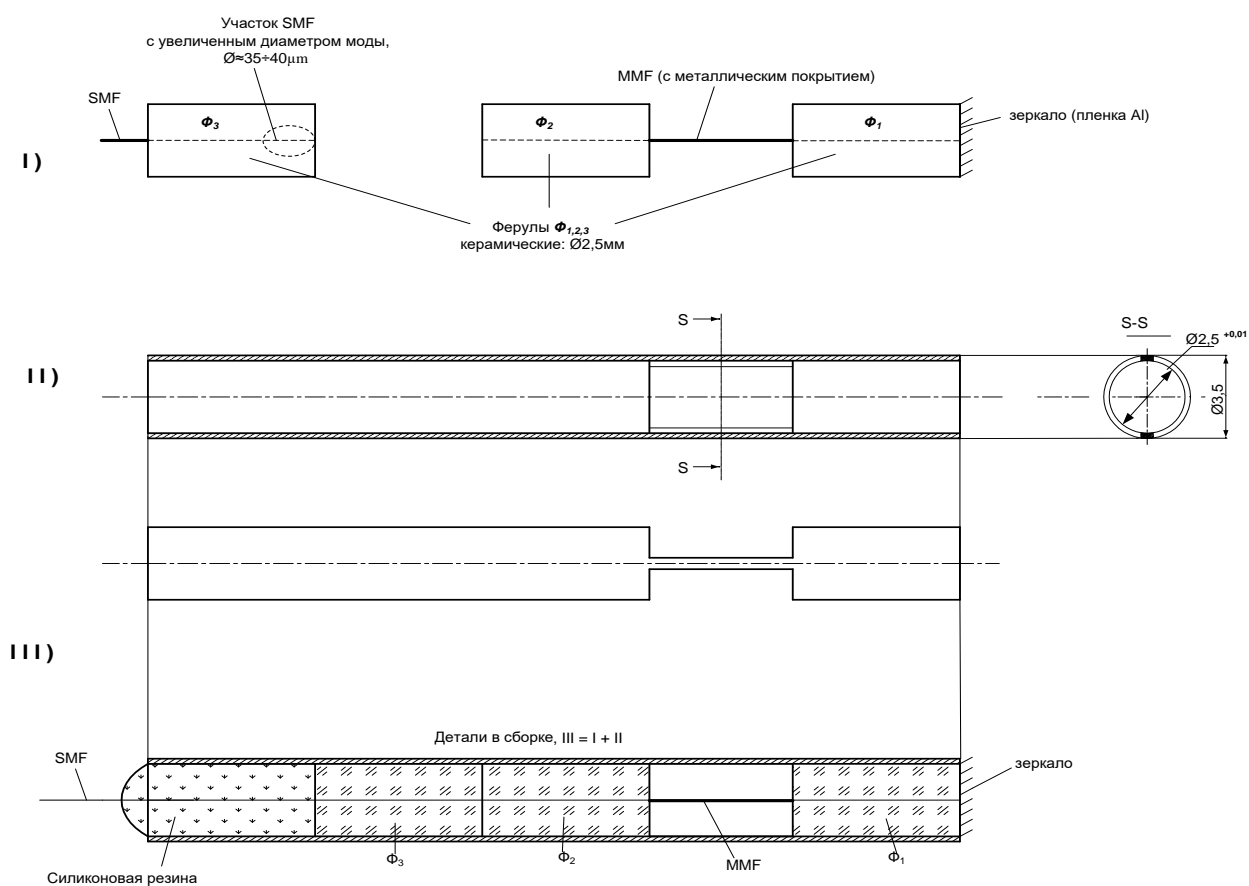
Приложение С. Схема кюветы с эрбиевым активным световодом.

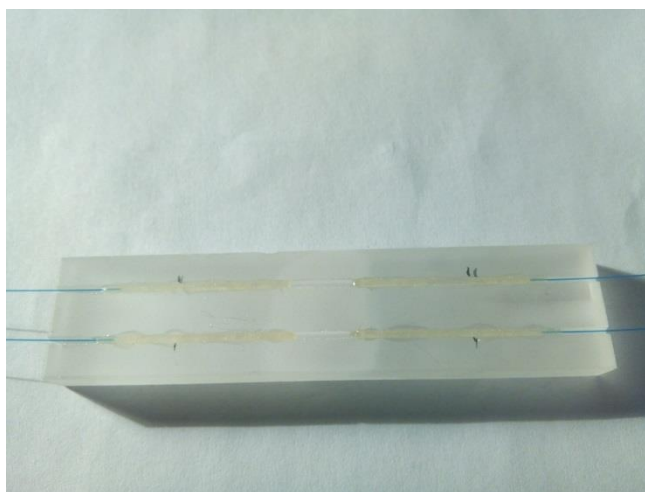
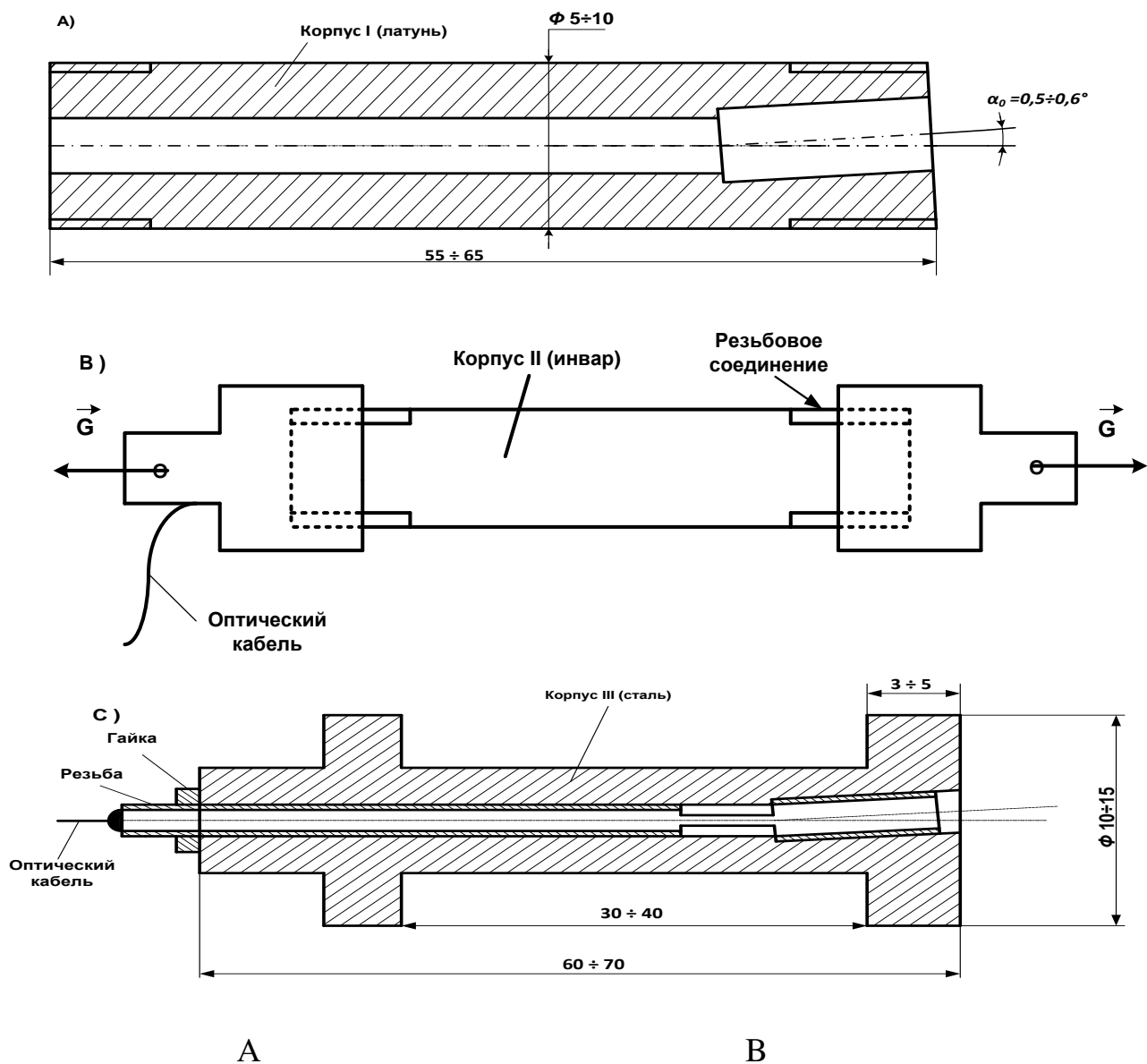


х – сварное соединение АС с пассивным световодом.

Приложение D. Схемы узлов резонансных ВОД.

Унифицированного оптоволоконного МОМРС с КЭ из металлизированного многомодового ступенчатого световода (ММФ) с макроизгибом; эскизы корпусов первичных преобразователей резонансных ВОД температуры (А); силы (В); относительных деформаций (в бетоне) (С); (фотографии).





А – конструкции колебательных элементов оптоволоконных MOMPC; В – оптоволоконные MOMPC на основе SMS - структур, расположенные (закрепленные) в прорезях призмы из кварцевого стекла.

Приложение Е. Схема кремниевой МОМРС – «микробалка на мембране» (цельная конструкция).

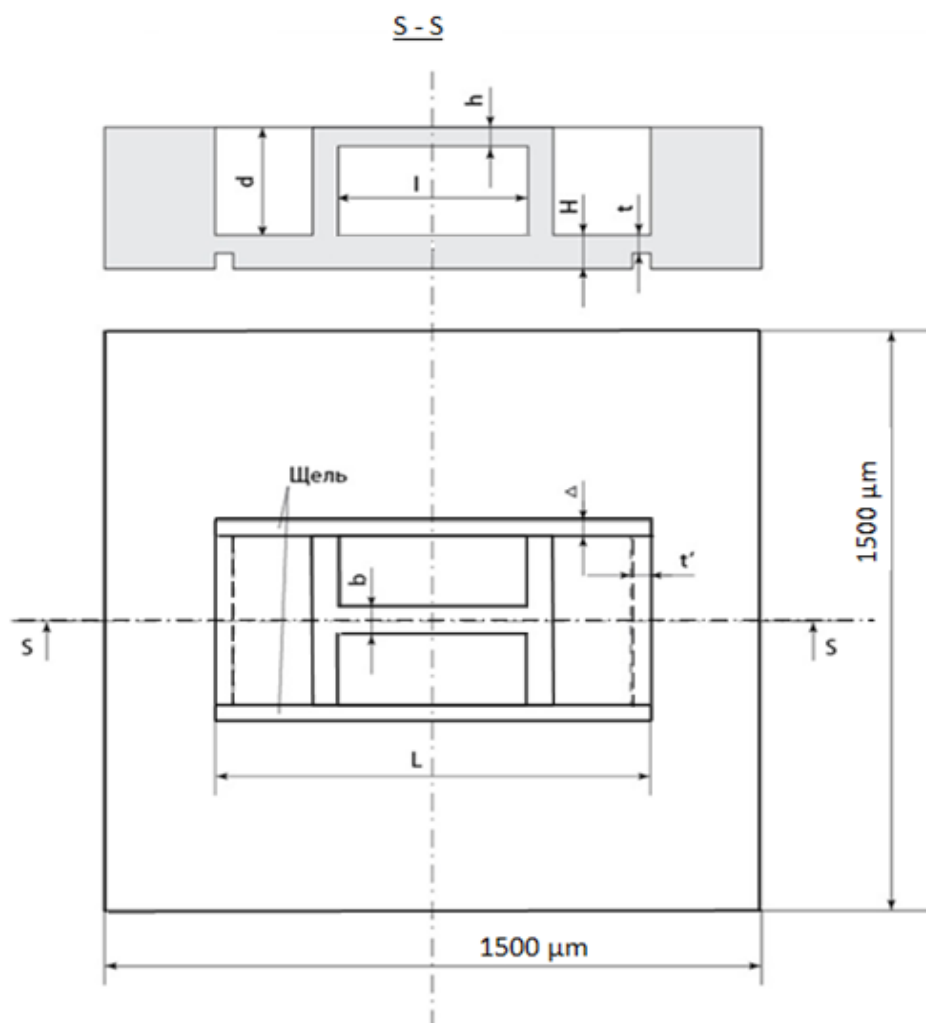
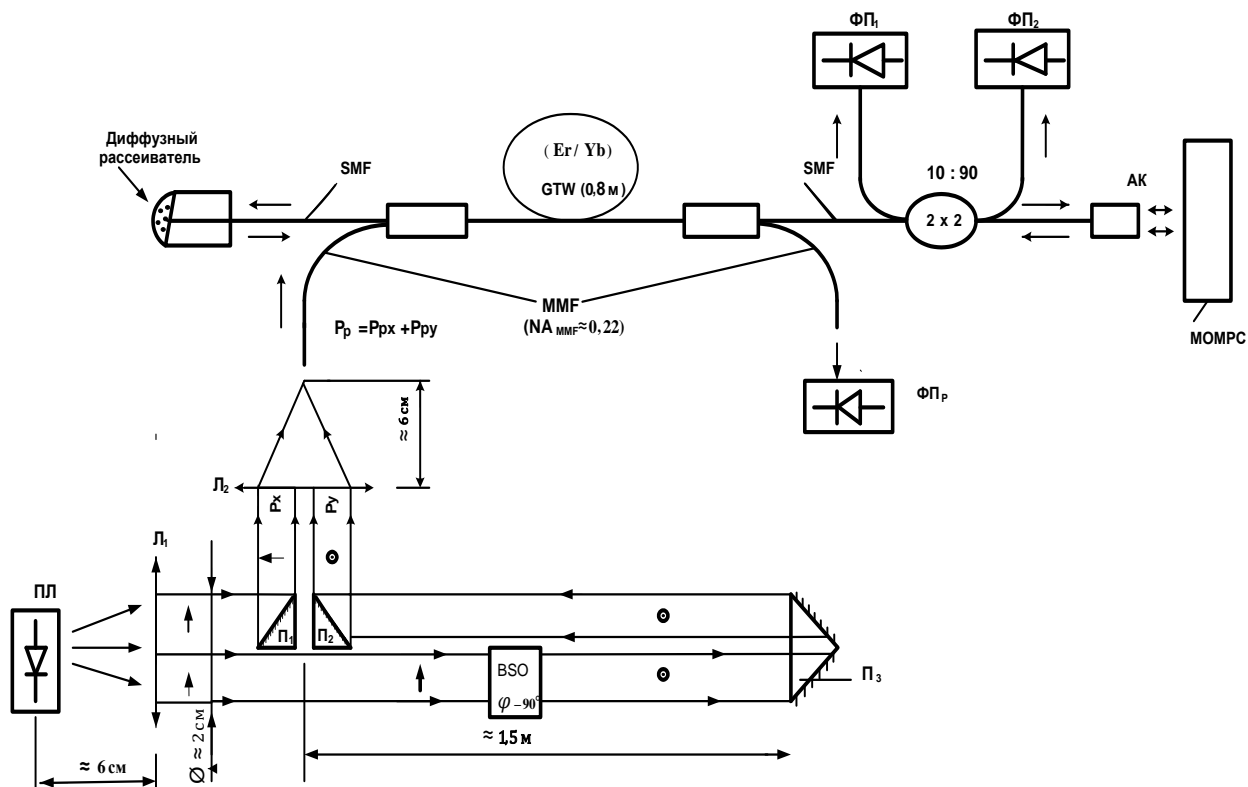


Таблица П1. Параметры конструкции МОМРС

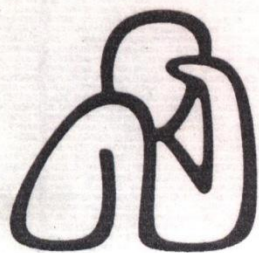
Материал	Модуль Юнга, E, (Па)	Плотность, ρ , ($\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$)	Геометрические размеры, μm							Чувствительность $S, \% / \text{Pa}$	Резонансные частоты, (ν, f), kHz		Объем $V_{\text{кр}}, 10^{-6} \text{ м}^3$
			LxВxН	lxbxh	d	Δ	t	t'	воздух		вода		
Кремний (Si)	$1,6 \cdot 10^{11}$	$2,4 \cdot 10^3$	300x500x5	200x5x0,5	30	0,5	2	4	0,1	(200;120)	(25; 45)	0,1	
Полимер (SU-8)	$4 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^3$	250x600x5	150x5x1	50	0,5	2	4	1	(60; 80)	(5; 35)	0,15	

Приложение F. Схемы: ЭИВЛ-МОМРС с нерезонансной обратной связью; «деполяризатор» излучения накачки.



$L_{1,2}$ – собирающие линзы; BSO - 90° - оптически активный кристалл $Bi_{12}SiO_{20}$ - силикат висмута, поворачивает плоскость поляризации на 90° ; отражающие призмы Π_1, Π_2 расположены на независимых механических юстировочных устройствах, обеспечивающих возможность прецизионной настройки по углам; Π_3 - оборотная призма.

Приложение G.



BRUSSELS EUREKA 2001

50th WORLD EXHIBITION OF INNOVATION, RESEARCH AND NEW TECHNOLOGY
50^e SALON MONDIAL DE L'INNOVATION, DE LA RECHERCHE ET DES NOUVELLES TECHNOLOGIES
50^{ste} WERELDBEURS VOOR INNOVATIE, ONDERZOEK EN NIEUWE TECHNOLOGIEËN
50^o SALÓN MUNDIAL DE LA INNOVACIÓN, INVESTIGACIÓN Y NUEVAS TECNOLOGÍAS
50. WELTMESSE FÜR ERFINDUNG, FORSCHUNG UND NEUE TECHNOLOGIEN
50^o SALONE MONDIALE DELL'INNOVAZIONE, DELLA RICERCA E DELLE NUOVE TECNOLOGIE

DIPLOMA

Egoroff Fedor et avtres.

POUR L'INVENTION
VOOR DE UITVINDING
FOR THE INVENTION
FÜR ERFINDUNG

*Capteurs à fibres optiques auto-
générateurs microrésonateurs des
valeurs physiques.*

Médaille d'argent

BRUSSELS, 16/11/2001

THE PRESIDENT OF THE INTERNATIONAL JURY

THE PRESIDENT