

На правах рукописи

АНАШКИНА Елена Александровна

**УПРАВЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИМИ И ЛАЗЕРНЫМИ
ПРОЦЕССАМИ В ВОЛОКНАХ И МИКРОРЕЗОНАТОРАХ**

1.3.19 – лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук
в виде научного доклада

Нижний Новгород – 2021

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном
учреждении «Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук»
(ИПФ РАН, г. Нижний Новгород)

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Основное содержание работы	18
Глава 1. Возможности создания оптических источников в диапазоне длин волн 2-5 мкм на основе волокон из теллуридных стекол	18
1.1. Лазерное усиление и генерация в волокнах из теллуридных стекол, легированных ионами Tm^{3+} , в диапазоне длин волн около 2.3 мкм ...	19
1.2. Лазерная генерация в волокнах из теллуридных стекол, легированных ионами Er^{3+} , в диапазоне длин волн 2.7-2.8 мкм	23
1.3. Перестройка длины волны солитонов в микроструктурированных волокнах из теллуридного стекла $TeO_2-WO_3-La_2O_3$	25
1.4. Заключение к главе 1	27
Глава 2. Возможности создания оптических источников в диапазоне длин волн 2-10 мкм на основе волокон из халькогенидных стекол	27
2.1. Генерация суперконтинуума в сплошных волокнах с сердцевиной из стекла $As-Se-Te$ и оболочкой из стекла $As-S$	28
2.2. Генерация суперконтинуума в волокнах из стекла $As-Se$ с тонкой сердцевиной, окруженной воздушными отверстиями	29
2.3. Широкополосное усиление УКИ в халькогенидных волокнах, легированных Pt^{3+} , Tb^{3+} или Dy^{3+} , в диапазоне длин волн 4-5 мкм	31
2.4. Заключение к главе 2.....	32
Глава 3. Метод нахождения профилей интенсивности и фазы ультракоротких импульсов на основе спектральных измерений с использованием нелинейных волокон	33
3.1. Алгоритмическая и программная реализация метода	34
3.2. Применение метода для измерения различных УКИ	35
3.3. Заключение к главе 3	37
Глава 4. Нелинейно-оптические и лазерные процессы в микрорезонаторах на основе различных стекол	38
4.1. Исследование режимов генерации оптических частотных гребенок в кварцевых микросферах	40
4.2. Генерация оптических частотных гребенок в кварцевых микросферах для телекоммуникационных приложений	44
4.3. Генерация диссипативных солитонов в полых тонкостенных сферических микрорезонаторах из теллуридных и халькогенидных стекол	46
4.4. Рамановская генерация в микросферах из стекла As_2S_3	47
4.5. Лазерная генерация в микросферах из теллуридных стекол, легированных ионами Tm^{3+} и Er^{3+}	49
4.6. Заключение к главе 4.....	52
Заключение	53
Список литературы	55
Список научных публикаций, в которых изложены основные научные результаты диссертации	60

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Разработка и исследование источников когерентного оптического излучения с контролируемыми параметрами на основе волокон и микрорезонаторов, а также развитие методов управления их характеристиками представляют огромный интерес для приложений и для фундаментальных задач. Сильная локализация электромагнитного поля в таких диэлектрических структурах даже при невысоких средних мощностях позволяет получать высокие интенсивности, необходимые для реализации нелинейно-оптических эффектов, обусловленных керровской и рамановской кубичными нелинейностями стекла [1,2]. В легированных активными редкоземельными ионами (РЗИ) волокнах и микрорезонаторах могут реализовываться лазерные процессы при относительно малых пороговых мощностях накачки [3].

В настоящее время самым известным применением волоконных систем являются телекоммуникации [4]. Волоконные лазерные источники также применяются в медицине, спектроскопии, прецизионной обработке материалов и др. [5]. Кроме того, волоконные системы играют важную роль в развитии квантовых технологий [6]. Область применимости волоконных источников постоянно расширяется благодаря достижению новых характеристик, например, получению когерентного излучения в малоосвоенных спектральных диапазонах за счет лазерной генерации, а также за счет нелинейно-оптического преобразования в специальных волокнах. Хорошо известно, что режимы нелинейно-оптического преобразования сильно зависят от дисперсии групповых скоростей используемых волокон [1]. Совместное действие нелинейности и дисперсии может приводить к существованию устойчивых структур поля (например, солитонов в среде с аномальной дисперсией), а также к преобразованию исходного излучения в широком диапазоне параметров [1]. Оптические волокна используются для генерации суперконтинуума (СК), генерации частотно-смещаемых рамановских солитонов, нелинейной компрессии импульсов, генерации дисперсионных волн [1,7,8]. Управление дисперсией может осуществляться благодаря созданию волокон со специальным дизайном с контролируемым волноводным вкладом [1,7,8]. Разработка и исследование источников когерентного излучения на основе таких волокон является перспективным направлением.

Известными приложениями микрорезонаторов с модами шепчущей галереи (МШГ) являются сенсоры, оптическая фильтрация и переключение, стабилизация частоты, обужение лазерной линии, а также детектирование и дистанционная диагностика различных молекул [2,3,9-12]. Микрорезонаторы могут использоваться для генерации неклассических состояний света [13]. В нелинейных микрорезонаторах возможна генерация керровских оптических частотных гребенок, представляющих собой последовательности ультрако-

ротких импульсов (УКИ), спектр которых состоит из эквидистантных узких линий [14]. Оптические частотные гребенки значительно расширяют область применения данного класса фотонных устройств. Они могут использоваться для многих задач: прецизионной метрологии, спектроскопии, квантовой оптики, телекоммуникаций [13-16]. Благодаря варьированию геометрических параметров микрорезонаторов, можно эффективно управлять дисперсионными и нелинейными свойствами, очень сильно влияя при этом на нелинейную динамику внутривибрационного излучения [2].

Традиционный материал для изготовления волокон и микрорезонаторов – кварцевое стекло – характеризуется высокой термической стойкостью, низким коэффициентом теплового расширения, химической стабильностью, стойкостью к воздействию лазерного излучения высокой интенсивности. Благодаря этим характеристикам, а также малым оптическим потерям в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, волокна на основе кварцевого стекла используются в самых различных оптических системах (например, [1,5,7,8,17-23]). Однако кварцевое стекло обладает значительными потерями на длинах волн >2.3 мкм, что сильно ограничивает применение волокон и микрорезонаторов на его основе в среднем ИК диапазоне (хотя и не исключает [24]). В среднем ИК диапазоне находится огромное количество спектров поглощения неорганических и органических молекул, что делает его особенно привлекательным при разработке сенсоров, систем дистанционного зондирования и диагностики, биомедицины, спектроскопии [15]. Но в настоящее время наблюдается дефицит недорогих компактных лазерных систем в среднем ИК диапазоне с регулируемыми параметрами. Поэтому разработка и исследование возможности создания таких систем на основе специальных волокон и микрорезонаторов является важной и актуальной проблемой. Для среднего ИК диапазона могут быть использованы так называемые низкотемпературные стекла, к которым, в том числе, относятся теллуридные и халькогенидные стекла [25-27]. Они имеют низкую температуру стеклования ($\sim 200-400$ °C), поэтому к ним неприменимы многие технологии, существующие для кварцевого стекла, температура стеклования которого составляет ~ 1100 °C. В настоящее время активно развиваются новые технологии для низкотемпературных стекол [25,26]. Теллуридные стекла на основе диоксида теллура TeO_2 прозрачны в ближнем и среднем ИК диапазонах (до $\sim 5-6$ мкм), обладают высокой химической устойчивостью, имеют высокий нелинейный показатель преломления n_2 (в 10-30 раз больше, чем плавленный кварц), многие составы устойчивы против кристаллизации [25]. Халькогенидные бескислородные стекла состоят из одного или нескольких халькогенов (S, Se, Te) и таких химических элементов, как As, Ge, Sb, P, In, Ga и др. Халькогенидные стекла характеризуются высокой химической устойчивостью, устойчивостью к атмосферной влаге, низкими оптическими потерями, широкой полосой прозрачности до ~ 10 мкм (а для отдельных составов и до ~ 20 мкм) [25,26]. Они обладают рекордно большим нелинейным показателем преломления (в $\sim 100-500$ раз большим,

чем кварцевое стекло) [27,28]. Но следует отметить особенность дисперсионных характеристик низкотемпературных стекол. Длина волны нулевой дисперсии (ZDW – zero dispersion wavelength) низкотемпературных стекол составляет >2 мкм для теллуридных и >4.5 мкм для халькогенидных составов (в то время как $ZDW = 1.27$ мкм для кварцевого стекла) [25]. Поэтому особое внимание следует уделять разработке специальных конструкций волокон и микрорезонаторов для управления дисперсионными характеристиками, поскольку для реализации многих нелинейно-оптических процессов необходима аномальная дисперсия на длинах волн накачки [1,7], а за счет сильного волноводного вклада можно эффективно сместить ZDW волокна или микрорезонатора в коротковолновый диапазон относительно ZDW стекла [25].

Многие составы низкотемпературных стекол допускают легирование РЗИ с достаточно высокими концентрациями [25], а значения энергии фононов ($\sim 750-950$ см⁻¹ и $\sim 200-400$ см⁻¹ для теллуридных и халькогенидных стекол соответственно), позволяют использовать излучательные переходы РЗИ в диапазоне 2.3-3 мкм в теллуридных и >5 мкм в халькогенидных стеклах, что не доступно для кварцевого стекла [25, A1]. Благодаря выдающимся оптическим свойствам теллуридных и халькогенидных стекол, исследование нелинейно-оптических и лазерных процессов в волокнах и микрорезонаторах на их основе и исследование возможности создания источников когерентного излучения в диапазоне длин волн >2 мкм представляется востребованной, перспективной и актуальной проблемой. Применение теллуридных и халькогенидных стекол представляет интерес и в ближнем ИК диапазоне, особенно в случае микрорезонаторов, так как позволяет понизить пороговые мощности накачки и получать параметры излучения, превосходящие параметры в кварцевых микросферах и других типах микрорезонаторов в некоторых задачах.

Помимо получения оптического излучения в ближнем и среднем ИК диапазонах в волокнах и микрорезонаторах на основе различных стекол, важной задачей является его характеристика. УКИ играют важную роль в различных фундаментальных и прикладных задачах, и необходимо иметь информацию об их параметрах (длительности, распределении интенсивности и фазы). Поэтому большое значение имеет разработка простых, надежных и недорогих методов измерения формы и фазы УКИ, что весьма актуально для сверхбыстрой фотоники с малыми энергиями импульса. Особенно остро стоит проблема измерения УКИ в среднем ИК, во многом связанная с недостаточно развитой компонентной базой в этом спектральном диапазоне. В настоящее время достаточно хорошо развиты методы измерения импульсов в свободном пространстве в ближнем ИК диапазоне. Следует отметить широко используемые методы, основанные на генерации второй гармоники, такие как АКФ (метод автокорреляционной функции), SHG FROG (Second-Harmonic Generation Frequency-Resolved Optical Gating) и SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction) [29,30]. Но для этих методов существуют неоднозначности (связанные с направлением временной оси и знаком фазы) и

ограничения, например, связанные с шириной полосы синхронизма используемых нелинейных кристаллов. Поэтому были предложены многочисленные модификации и оригинальные методы с различными преимуществами для конкретных целей [30-33], например, чтобы избежать неоднозначностей, повысить временное и/или спектральное разрешение и расширить характеризуемый диапазон, измерить сигналы со сложной спектрально-временной структурой, избежать потери информации при усреднении по многим импульсам. Разработка нового универсального и простого метода характеристики УКИ, использующего в качестве нелинейных элементов отрезки волокон с керровской нелинейностью, востребована в качестве основного или дополнительного инструмента измерения спектрально-временных характеристик различных лазерных систем.

Степень разработанности темы

В настоящее время достигнуты колоссальные успехи в разработке и создании разнообразных волоконных систем в ближнем ИК диапазоне на основе кварцевых волокон, но продвижение в область длин волн >2.2 мкм идет нелегко. Основные тенденции развития волоконных лазерных систем в диапазоне длин волн >2.2 мкм связаны с применением волокон на основе специальных стекол, обладающих подходящими оптическими и физико-химическими свойствами. Продемонстрированы волоконные лазеры в диапазоне около 3 мкм на основе фторидных волокон, легированных РЗИ [34]. Однако, несмотря на отличные оптические свойства, фторидные волокна имеют серьезные ограничения для применений из-за быстрой деградации на воздухе при взаимодействии с атмосферной влагой. Поэтому в качестве альтернативы предложено использовать теллуритные волокна, которые уступают по лазерным характеристикам, но обладают более подходящими для приложений физико-химическими свойствами [A2-A9]. Лазерная генерация в теллуритных волокнах, легированных Tm^{3+} , на длине волны 2.3 мкм впервые была достигнута в 2018 г. (в том числе при активном участии диссертанта) [A5,35], а в теллуритных волокнах, легированных Er^{3+} , на длине волны 2.7 мкм – в 2019 г. [36]. Для понимания происходящих процессов, разработки и оптимизации лазеров с практически значимыми параметрами и масштабируемой мощностью требуется проведение детальных теоретических исследований, которые были впервые выполнены автором диссертации [A5-A8].

Другой важной проблемой является разработка волоконных лазеров и усилителей в диапазоне 3-5 мкм на основе халькогенидных волокон, легированных РЗИ. Не смотря на то, что такие перспективы обсуждаются более 20 лет, первый волоконный халькогенидный лазерный усилитель (на ионах Pt^{3+}) в среднем ИК диапазоне был продемонстрирован только в 2019 г. [37], а первый лазер (на ионах Tb^{3+}) только в 2021 г. [38]. Результаты соответствующих теоретических исследований диссертанта были опубликованы на несколько

лет раньше [A10-A12]. Еще менее разработанным аспектом данной проблемы является создание и исследование широкополосных волоконных усилителей УКИ в среднем ИК диапазоне. Совместное действие усиления, в том числе на нескольких каскадных переходах, дисперсии и нелинейности может приводить к сложной динамике УКИ и уширению спектра непосредственно в усилителе. Работы автора в данном направлении [A10,A11] могут способствовать достижению значительных успехов в развитии халькогенидных волоконных лазерных систем в среднем ИК диапазоне.

При разработке лазерных систем в среднем ИК диапазоне также огромный интерес представляет генерация СК и УКИ за счет нелинейно-оптических (а не лазерных) процессов в специальных волокнах с высокой кубичной нелинейностью. В этом направлении достигнуты определенные успехи [1,27], но в то же время есть и открытые вопросы, которые тоже исследуются в диссертационной работе [A2-A4,A13-A15]. А именно, исследуется частотная перестройка УКИ в спектральном диапазоне с шириной, превышающей октаву [A2], и генерация СК шириной до трех октав [A14,A15] в волокнах со специальными конструкциями при использовании стандартных источников накачки в ближнем ИК диапазоне. Следует отметить, что для лазерной генерации и нелинейно-оптического преобразования излучения на длинах волн >3 мкм зачастую в качестве источников накачки используются достаточно сложные лазерные системы в среднем ИК диапазоне [37-41]. В диссертационной работе основное внимание уделяется применению в качестве источников накачки стандартных, недорогих волоконных или диодных лазеров в ближнем ИК диапазоне, что, несомненно, является большим преимуществом и ведет к значительному упрощению разрабатываемых систем.

Отдельно следует выделить проблему расширения диапазона генерации и управления излучением в оптических микрорезонаторах, изготовленных на основе оптических волокон. Область исследований, связанная с данной проблемой, бурно развивается в последнее время. Это связано с большими возможностями миниатюризации устройств на основе микрорезонаторов, их совместимостью с волоконной оптикой и перспективами для многих актуальных приложений [2,9,11,13-16]. Несмотря на колоссальные успехи, достигнутые российскими и зарубежными группами, динамика микрорезонаторного излучения может быть настолько многообразной и сложной, что до сих пор остаются открытые вопросы даже в фундаментальных аспектах, не говоря о прикладных вопросах. Так, при детальном исследовании режимов нелинейно-оптического преобразования излучения в кварцевых сферических микрорезонаторах (микросферах) с учетом керровской и рамановской нелинейностей диссертантом были выявлены интересные особенности нелинейной динамики излучения [A16-A19] и обнаружен новый режим генерации рамановских солитонов [A20], что, несомненно, имеет фундаментальную значимость.

Успехи в исследовании микрорезонаторов во многом связаны с телекоммуникационным диапазоном длин волн из-за доступности стандартных лазе-

ров накачки и развитой компонентной базы. Помимо фундаментальных исследований решаются задачи, направленные на применения микрорезонаторов в области высокоскоростных телекоммуникаций [16], где важным аспектом является простота, дешевизна и массовая доступность соответствующих устройств. В этом отношении системы на основе кварцевых микросфер являются весьма привлекательными, что было показано в работах диссертанта [A21-A23]. Следует отметить, что до этих работ возможность применения такого типа микрорезонаторов для оптических сетей с разделением по длинам волн WDM-PON (wavelength division multiplexed passive optical network) практически не исследовалась ни теоретически, ни экспериментально.

Несмотря на существующие демонстрации лазерной и нелинейно-оптической генерации в микрорезонаторах и за пределами телекоммуникационного диапазона, проблема продвижения в область длин волн >2 мкм остается не до конца решенной, как и для волоконных систем. Исследованные автором пути решения связаны с использованием микрорезонаторов на основе новых высоконелинейных и лазерных материалов, прозрачных в среднем ИК диапазоне. А именно, микрорезонаторы из теллуридных и халькогенидных стекол являются весьма перспективными платформами и позволяют значительно расширить область достигаемых параметров излучения [A24-A31].

Далее, как отмечалось в пункте «Актуальность темы», известно большое количество методов для измерения УКИ [30]. Наиболее распространенные методы (АКФ, SHG FROG) обладают рядом ограничений и недостатков, имеют неоднозначности (связанные с направлением временной оси и знаком фазы). В ряде лабораторий предложены многочисленные модификации и оригинальные методы измерения УКИ с различными преимуществами для конкретных целей, но, зачастую, их аппаратно-программная реализация достаточно сложная, и новые методы не так часто воспроизводятся за пределами разработавших их лабораторий. В диссертационной работе предложен новый универсальный метод измерения формы и фазы УКИ, позволяющий однозначно восстановить сигналы без ограничения на их спектральную ширину [A32-A35]. Его аппаратно-программная реализация является простой и предполагает использование элементов с кубичной, а не квадратичной нелинейностью. Данный метод требует лишь одномерного набора данных (в отличие от семейства методов FROG), не имеет движущихся частей в оптической схеме (в отличие от большинства корреляторов и реализаций FROG) и позволяет работать с импульсами с низкими энергиями, что делает его перспективным с точки зрения потенциальной реализации в устройствах интегральной фотоники и волоконной оптики.

Таким образом, выполненное диссертационное исследование является актуальным, оригинальным, соответствует мировому уровню и современным тенденциям развития нелинейной и лазерной волоконной оптики и оптики микрорезонаторов и вносит существенный вклад в развитие данных областей.

Цель и задачи исследования

Целью диссертационной работы является исследование нелинейно-оптических и лазерных процессов, возникающих при распространении излучения в оптических волокнах и микрорезонаторах на основе различных стекол и позволяющих осуществить управляемое преобразование излучения для решения фундаментальных и прикладных задач, включая **задачи диссертационной работы:**

1. разработку и исследование новых источников непрерывного, частотно-перестраиваемого импульсного и суперконтинуумного оптического излучения в диапазоне длин волн >2 мкм на основе специальных волокон из теллуридных и халькогенидных стекол;
2. исследование фундаментальных вопросов генерации узкополосного лазерного излучения и оптических частотных гребенок в микрорезонаторах из кварцевого, теллуридных и халькогенидных стекол, а также разработку и исследование миниатюрных фотонных устройств на основе микрорезонаторов для телекоммуникационных приложений;
3. разработку и исследование нового простого, универсального, свободного от неоднозначностей метода измерения профилей интенсивности и фазы ультракоротких импульсов, основанного на использовании керровской нелинейности волокон.

Научная новизна

1. Впервые в теллуридных волокнах, легированных ионами Tm^{3+} , продемонстрированы широкополосное лазерное усиление и непрерывная генерация одновременно на двух переходах ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_5$ и ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ на длинах волн 2.3 мкм и 1.9 мкм соответственно. Теоретически показана возможность создания лазерных источников с мощностью излучения ~ 1 Вт на длине волны 2.3 мкм.
2. Предложена новая схема двухцветной накачки теллуридных волокон, легированных ионами Er^{3+} , для лазерного усиления и генерации излучения на переходе ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ на длине волны около 2.7 мкм. А именно, предложено использовать накачку на длинах волн 0.98 мкм + 1.7 мкм. Излучение на длине волны 1.7 мкм поглощается на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, тем самым опустошая уровень ${}^4I_{13/2}$ и создавая необходимую инверсию населенностей между уровнями ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$.
3. Впервые в теллуридных волокнах, легированных ионами Er^{3+} , теоретически исследована лазерная генерация на длине волны $\sim 2.7-2.8$ мкм в следующих схемах: 1) импульсная генерация при импульсной накачке на длине волны 0.98 мкм длительностью, сопоставимой с временем жизни уровня ${}^4I_{11/2}$; 2) непрерывная генерация при двухцветной накачке на длинах волн 0.98 мкм + 1.7 мкм; 3) непрерывная каскадная генерация на двух последовательных переходах ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ при непрерывной накачке на 0.98 мкм.

4. Впервые в микроструктурированных волокнах из теллуритного стекла $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ с тонкой сердцевиной, окруженной воздушными отверстиями, теоретически показана возможность получения частотно-перестраиваемых солитонов с максимальной центральной длиной волны >4 мкм и дисперсионных волн на длине волны >5 мкм.

5. Впервые показано, что в халькогенидных волокнах со специальными конструкциями при накачке УКИ на длине волны 2 мкм может быть сгенерирован суперконтинуум со спектральной шириной более 3х октав с длинно-волновой границей ~ 10 мкм.

6. Впервые исследована возможность широкополосного лазерного усиления УКИ в среднем ИК диапазоне 4-5 мкм в халькогенидных волокнах, легированных ионами Pr^{3+} , Tb^{3+} и Dy^{3+} , при накачке в ближнем ИК диапазоне.

7. Предложен оригинальный метод нахождения профиля интенсивности и фазы УКИ на основе трех спектров: фундаментального (исходного) спектра импульса и двух дополнительных спектров, полученных в результате преобразования измеряемого импульса в элементах с керровской нелинейностью, в частности, в нелинейных волокнах, для различных значений B -интеграла. Впервые с помощью данного метода измерены различные УКИ с использованием кварцевых и теллуритных волокон в качестве нелинейных элементов.

8. Экспериментально обнаружен новый режим генерации рамановских оптических частотных гребенок с солитоноподобным спектром в микрорезонаторах – кварцевых микросферах. В численном моделировании показано, что при накачке в области нормальной дисперсии при определенных параметрах системы оптической гребенке, формируемой в аномальной области дисперсии за счет рамановской и керровской нелинейностей, соответствуют локализованные импульсы с постоянной временной структурой – солитоны.

9. Впервые продемонстрирована возможность применения кварцевых микросфер в качестве генератора многоканального лазерного излучения (частотных гребенок) в пассивных оптических сетях с мультиплексированием с разделением по длине волны.

10. Впервые теоретически продемонстрирована возможность использования полых тонкостенных сферических микрорезонаторов на основе теллуритного $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ и халькогенидного As_2S_3 стекол для генерации оптических частотных гребенок в режиме диссипативных солитонов.

11. Впервые в микросферах из стекла As_2S_3 получена одномодовая рамановская генерация, перестраиваемая в широком диапазоне длин волн, за счет перестройки частоты накачки, а также исследовано влияние отстройки накачки от точного резонанса на процесс каскадной генерации.

12. Предложен простой полуаналитический метод для описания непрерывной лазерной генерации в микрорезонаторах, легированных РЗИ, с учетом конкуренции мод, попадающих в полосы усиления активного иона.

13. Впервые теоретически исследована многоцветная лазерная генерация в теллуритных микросферах, легированных ионами Tm^{3+} , одновременно на

переходах ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$, ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ и ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_5$ при накачке на переходе ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$ на 792 нм. Показано, что в зависимости от добротности микрорезонатора и мощности накачки возможны следующие режимы: генерация на длине волны ~ 1.9 мкм, двухцветная генерация на длинах волн ~ 1.9 и 1.5 мкм и на ~ 1.9 и 2.3 мкм и трехцветная генерация на ~ 1.9 , 1.5 и 2.3 мкм.

Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты работы могут применяться в ряде российских организаций, таких как ИПФ РАН, ИОФ РАН, ИХВВ РАН, ФИАН, ИЛФ СО РАН и др.

Результаты исследований новых источников оптического излучения в диапазоне длин волн >2 мкм с управляемыми параметрами на основе нелинейно-оптических и лазерных эффектов в волокнах из теллуридных и халькогенидных стекол с накачкой в ближнем ИК диапазоне могут применяться при разработке лазерных систем для практических применений, включая дистанционный мониторинг атмосферы, дистанционное обнаружение вредных или опасных веществ, биомедицинские приложения.

Предложенный в главе 3 метод измерения профилей интенсивности и фазы УКИ, имеющий ряд преимуществ перед распространенными коммерчески доступными реализациями методов АКФ и SHG FROG, может применяться в качестве основного или дополнительного инструмента для характеристики широкого класса импульсов (с различными длительностями, энергиями, пиковыми мощностями, структурами) в различных лазерных системах, включая волоконные и твердотельные лазерные системы в ближнем и среднем ИК диапазонах. Разработанный диссертантом метод также был успешно апробирован группой из Университета Бургундии Франш-Конте (Франция) для измерения телекоммуникационных сигналов [42], что подчеркивает его практическую значимость и для оптоволоконных систем связи.

Результаты исследований нелинейно-оптического преобразования и лазерной генерации в микросферах во многом имеют фундаментальный характер и вносят вклад в развитие оптики микрорезонаторов. Предложенный полуаналитический метод для описания непрерывной лазерной генерации с учетом конкуренции мод в микрорезонаторах, легированных РЗИ, может применяться при исследовании микролазеров на основе различных материалов. Кроме того, результаты диссертационной работы могут применяться при разработке миниатюрных фотонных устройств для многих приложений. Например, результаты исследований оптических частотных гребенок в кварцевых микросферах могут использоваться в телекоммуникационных системах при разработке пассивных оптических сетей с мультиплексированием с разделением по длине волны. В настоящее время в WDM-PON в качестве источников многоканального излучения используются, как правило, дорогие массивы лазеров на разнесенных длинах волн с распределенной обратной связью. Использование гребенок с большим количеством гармоник, сгенерированных

в микрорезонаторе, значительно снижает стоимость системы, так как требует наличия только одного узкополосного непрерывного лазера накачки. В Институте телекоммуникаций (Латвия) апробировано использование гармоник микрорезонаторной оптической гребенки в предложенной диссертантом схеме для передачи данных со скоростью 10 Гбит/с на канал в соответствии со стандартом ITU-T G.652 через волокно длиной 20 км [A23].

Методология и методы исследования

В работе применялись надежные и хорошо апробированные методы математического моделирования и численных расчетов, проверенные на известных моделях и откалиброванные по экспериментальным данным.

Моделирование нелинейной динамики УКИ в теллуридных и халькогенидных волокнах выполнено в рамках обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера (ОНУШ) на основе метода Фурье расщепления по физическим факторам SSFM (Split-Step Fourier Method) [1] с помощью разработанного автором численного кода. Переход между временным и спектральным представлениями УКИ осуществляется с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) и обратного БПФ (ОБПФ). В модели учтены: керровская и рамановская нелинейности, расчетная дисперсия, нелинейная дисперсия, зависимость эффективного размера фундаментальной моды от частоты, а также зависимость оптических потерь от частоты [A2,A15]. При анализе генерации СК в халькогенидных волокнах также учтено двухфотонное поглощение [A14,A15]. Для корректного исключения влияния сеточных краевых эффектов в методе SSFM вблизи границ сеток задавались тонкие плавные искусственные поглощающие слои, не влияющие на нелинейную динамику анализируемых импульсов, но позволяющие предотвратить нефизичные численные эффекты [43]. Адекватность выбора параметров численной схемы проверялась для каждой конкретной задачи.

Для нахождения структур полей мод, на основании которых рассчитывались эффективные площади моды и нелинейные керровские коэффициенты γ , а также для нахождения постоянных распространения мод β , необходимых для расчета дисперсии как функции частоты, в случае микроструктурированных волокон использовался метод конечных элементов (в программе COMSOL Multiphysics). Для определения γ и дисперсии сплошных волокон с аксиально-симметричной сердцевиной и сплошных и полых сферических микрорезонаторов находились решения соответствующих характеристических уравнений, получаемых на основе уравнений Максвелла из условий непрерывности тангенциальных компонент поля [44] с помощью специально разработанного численного кода. Решения в рамках характеристического уравнения верифицированы путем сравнения с результатами конечно-элементного расчета и экспериментальными данными [A9,A13,A14].

Моделирование усилителей УКИ на основе халькогенидных волокон, легированных РЗИ, осуществлялось на базе ОНУШ с применением методов SSFM и Рунге-Кутты 4го порядка с помощью разработанного автором численного кода с учетом рассчитанной полосы усиления, потерь, рассчитанной дисперсии, керровской и рамановской нелинейностей [A10]. Расчет полосы усиления теллуритных и халькогенидных активных волокон осуществлялся на основе сечений поглощения и эмиссии и решения скоростных уравнений для населенностей энергетических уровней [A5-A8,A10-A12].

При теоретическом исследовании непрерывных лазеров на основе теллуритных волокон, легированных РЗИ, численно находилось самосогласованное решение системы, содержащей стационарные уравнения для населенностей и пространственных распределений интенсивностей оптического излучения на длинах волн накачки и сигналов с учетом граничных условий [45,A5,A7,A8]. Численный код реализован на основе метода Рунге-Кутты.

Расчет прямого и обратного распространения импульсов в нелинейных волокнах, используемый в предложенном и разработанном оригинальном методе характеристики УКИ, выполнен с помощью SSFM в рамках НУШ. Сам метод более подробно описан в главе 3.

Теоретические исследования нелинейно-оптических процессов в микрорезонаторах на основе кварцевого, теллуритных и халькогенидных стекол выполнены в рамках обобщенного уравнения Луджиато-Лефевра [14,46,47] методом SSFM с помощью специально разработанного численного кода.

При теоретическом исследовании непрерывной лазерной генерации в микросферах из теллуритного стекла, легированного РЗИ, применялся разработанный автором оригинальный полуаналитический метод с учетом конкуренции мод, описанный в п. 4.5 и [A29-A31]. Также для его верификации находились решения динамической системы, описывающей эволюцию сигналов для большого количества собственных мод, расположенных в полосах усиления. При моделировании динамической системы (методом Рунге-Кутты) в течение достаточно длительного времени система выходила на стационарное решение, которое сравнивалось с решением в рамках предложенного метода.

В численных расчетах использовались измеренные характеристики экспериментальных образцов. В случае отсутствия данных задавались параметры, известные из литературы, для наиболее близких систем.

Для обработки и анализа экспериментальных данных и сравнения с теоретическими результатами применялся созданный автором численный код.

Положения, выносимые на защиту

1. В волокнах из теллуритных стекол, легированных редкоземельными ионами, возможно достижение широкополосного лазерного усиления и лазерной генерации на длинах волн ≥ 2.3 мкм: на центральной длине волны око-

ло 2.3 мкм в волокнах, легированных ионами Tm^{3+} , и на длине волны в диапазоне 2.7-2.8 мкм в волокнах, легированных ионами Er^{3+} .

2. В микроструктурированных волокнах из теллуритного стекла $TeO_2-WO_3-La_2O_3$ с тонкой сердцевиной, окруженной воздушными отверстиями, возможно существование двух длин волн, для которых значения дисперсии групповых скоростей равны нулю, при этом одна длина волны находится в ближнем ИК диапазоне, а вторая – в диапазоне 3-5 мкм. Дисперсия таких волокон является аномальной на длинах волн между нулевыми значениями, а нелинейный керровский коэффициент может на 3 порядка превосходить нелинейный коэффициент для стандартных телекоммуникационных волокон. В данных волокнах за счет рамановского самосдвига частоты возможно получение частотно-перестраиваемых ультракоротких солитонных импульсов, максимальная центральная длина волны которых может составлять >4 мкм и определяется второй длиной волны нулевой дисперсии.

3. В халькогенидных волокнах при накачке ультракороткими лазерными импульсами на длине волны 2 мкм могут быть сгенерированы суперконтинуумы со спектральной шириной 3 октавы и более: в диапазоне 1-8 мкм в сплошных волокнах с сердцевиной из стекла $Te-As-Se$ и оболочкой из стекла $As-S$, а также в диапазоне 1-10 мкм в волокнах из стекла $As-Se$ с тонкой сердцевиной, окруженной воздушными отверстиями.

4. В халькогенидных волокнах, легированных редкоземельными ионами Pt^{3+} , Tb^{3+} или Dy^{3+} , возможно широкополосное лазерное усиление в среднем ИК диапазоне при оптической накачке в ближнем ИК диапазоне.

5. Профили интенсивности и фазы ультракороткого оптического импульса могут быть найдены с помощью итерационного алгоритма по измерениям трех спектров: фундаментального (исходного) спектра импульса и двух дополнительных спектров, полученных в результате преобразования измеряемого импульса в нелинейном волокне с керровской нелинейностью при различных значениях B -интеграла.

6. В микросферах из кварцевого и халькогенидного стекол возможно осуществление перестройки длины волны рамановской генерации в диапазоне длин волн с шириной более 50 нм с помощью перестройки длины волны непрерывного лазера накачки в телекоммуникационном C -диапазоне.

7. Оптические частотные гребенки, генерируемые в кварцевых микросферах, могут использоваться в качестве источников многоканального лазерного излучения в пассивных оптических сетях с мультиплексированием с разделением по длине волны.

8. В полых тонкостенных сферических микрорезонаторах из теллуритных и халькогенидных стекол возможна генерация диссипативных керровских солитонов на центральных длинах волн 2.3 и 3.5 мкм соответственно. Необходимая аномальная дисперсия в таких микрорезонаторах достигается смещением длины волны нулевой дисперсии в коротковолновый диапазон

относительно длины волны нулевой дисперсии стекла посредством управления двумя параметрами – толщиной и радиусом стенки микрорезонатора.

9. Для описания стационарной лазерной генерации с учетом конкуренции мод в микросферах из теллуричного стекла, легированного ионами Tm^{3+} или Eg^{3+} , может применяться простой полуаналитический метод, позволяющий определить пороговые мощности накачки, длины волн генерации, мощности генерируемых волн. Метод применим как для описания генерации на одном лазерном переходе, так и для описания лазерной генерации одновременно на различных излучательных переходах одного редкоземельного иона. Метод основан на полном переборе всех возможных лазерных длин волн внутри полосы усиления или комбинаций длин волн в предположении, что на каждом излучательном переходе может происходить генерация не более чем одной моды, и последующего отбора только устойчивых решений.

Достоверность полученных результатов

Все полученные результаты обладают высокой степенью достоверности и являются обоснованными. Подтверждением этого служит хорошее качественное и количественное совпадение теоретических и экспериментальных результатов. В исследованиях применялись надежные и хорошо апробированные методы математического моделирования и численных расчетов, позволяющие производить проверку правильности их работы на известных моделях. Физическая интерпретация полученных результатов, базирующаяся на обоснованных моделях, согласуется с существующими представлениями и литературными данными. Положения и результаты диссертации опубликованы в научных статьях в журналах первого и второго квартилей по базе Scopus, проходили рецензирование независимыми международными экспертами. Результаты докладывались на российских и международных конференциях (в т.ч. в виде приглашенных докладов), обсуждались на различных семинарах.

Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, докладывались автором и обсуждались на семинарах в ИПФ РАН, Институте телекоммуникаций Рижского технического университета (Латвия), Латвийском университете (Латвия), а также на международных и российских конференциях, включая Frontiers of Nonlinear Physics (FNP, Нижний Новгород, 2019); “Topical Problems of Nonlinear Wave Physics” (NWP, Нижний Новгород 2021); Nonlinear Photonics: Theory, Materials, Applications (NP, Санкт-Петербург, 2015); International Symposium on Non-Oxide and New Optical Glasses (ISNOG, Нижний Новгород, 2016); International Conference Laser Optics (ICLO, Санкт-Петербург, 2016, 2018); XVI Всероссийской конференции посвященной 100-летию академика Г.Г. Девятовых «Высококачественные вещества и материалы. Получение, анализ, применение» (Нижний Новгород, 2018); Ultrafast International Conference on

Ultrafast Optical Science (UltrafastLight, Москва, 2019, 2021); 4th International Conference "Quantum Optics and Photonics 2021" (Рига, Латвия, 2021); 21st International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD, Турин, Италия, 2021).

Результаты, вошедшие в диссертацию, представлялись в доклад Президента РАН в 2016 и 2018 г. как важнейшие результаты ИПФ РАН; представлялись в отчет РАН от ИПФ РАН по разделу «Основные результаты в области естественных, технических, гуманитарных и общественных наук» в 2015 г.; были признаны наиболее значимыми результатами ИПФ РАН в 2020 г.

Значительная часть результатов диссертации получена при выполнении следующих проектов под руководством диссертанта:

РНФ 20-72-10188 "Нелинейно-оптические и лазерные эффекты в микрорезонаторах на основе кварцевого и теллуридных стекол";

РНФ 18-72-00176 "Исследование свойств микрорезонаторов на основе специальных волокон с кубической нелинейностью в широком частотном диапазоне";

РФФИ 18-52-45005 "Оптическая метрология ультракоротких импульсов для разработки гибких оптических сетей связи следующего поколения с множеством входов и множеством выходов";

РФФИ 16-32-60053 "Исследование возможности создания волоконных лазерных источников ультракоротких импульсов в среднем ИК диапазоне на основе оптических волокон со специальным составом и профилем";

и при выполнении проектов при участии автора в качестве исполнителя:

Мегагрант 14.W03.31.0032; РНФ 17-12-01324; НЦМУ «Центр фотоники», соглашение № 075-15-2020-906; РФФИ 19-29-11032, 15-43-02185, 15-32-20641, 14-02-00537, 14-22-02076 и др.

Работа диссертанта была поддержана Стипендией Президента Российской Федерации для молодых ученых и аспирантов, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики в 2015-2017 гг. (СП-110.2015.3).

За результаты, вошедшие в диссертацию, автор удостоен национальной стипендии L'OREAL-UNESCO «Для женщин в науке» в 2018 г.

Публикации по теме работы

Положения и результаты диссертации опубликованы в 35 статьях в ведущих международных журналах первого и второго квартилей по базе Scopus, в т.ч. 29 статей в журналах первого квартиля: IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics (1 статья), Journal of Lightwave Technology (3 статьи), Results in Physics (6 статей), Scientific Reports (2 статьи), Optics Express (2 статьи), Optics Letters (2 статьи), IEEE Access (2 статьи), Journal of Non-Crystalline Solids (4 статьи), Optical Materials Express (1 статья), IEEE Photonics Technology Letters (2 статьи), Laser Physics Letters (2 статьи), Applied Op-

tics (1 статья), Fibers (1 статья) и 6 статей в журналах второго квартала: Optical Materials (1 статья), Photonics (4 статьи), Applied Sciences (1 статья).

Личный вклад автора

Все выносимые на защиту положения и результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии или руководстве. Автору принадлежит определяющий вклад в концептуализацию и постановку всех задач диссертационного исследования, а также в интерпретацию результатов. Теоретические результаты получены автором лично либо под его руководством. В области эксперимента вклад диссертанта заключается в постановке задач, обработке, анализе и интерпретации представленных данных, а также в участии в проведении экспериментов. Две статьи [A1,A11] написаны без соавторов, а в работах [A2-A10,A13-A21,A24-A35] диссертант внес основной вклад в подготовку публикаций.

Следует отметить, что вклад в работу внесли А.В. Андрианов (постановка и проведение экспериментов, участие в концептуализации и обсуждении результатов в главах 1,3,4) и А.В. Ким (участие в концептуализации и обсуждении результатов в главах 1,2,3). Образцы теллуритных волокон предоставлены В.В. Дорофеевым (ИХВВ РАН), а образцы халькогенидных волокон в главе 2 предоставлены В.С. Ширяевым (ИХВВ РАН). Б.И. Денкер и Б.И. Галаган (ИОФ РАН) участвовали в концептуализации и обсуждении результатов, связанных с лазерными процессами в теллуритных волокнах. Е.А. Хазанов инициировал разработку метода характеристики УКИ (изначально для мощных твердотельных лазерных систем, глава 3). Задачи, связанные с использованием оптических частотных гребенок для телекоммуникационных приложений, исследованы совместно с группой В.В. Боброва (Институт телекоммуникаций, Рижский технический университет) при активном участии Я. Алниса (Латвийский университет). А.А. Сорокин и М.П. Марисова выполнили ряд расчетных задач под руководством автора.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Глава 1. Возможности создания оптических источников в диапазоне длин волн 2-5 мкм на основе волокон из теллуритных стекол

Как отмечалось во введении, лазеры и лазерные усилители на основе теллуритных активных волокон в диапазоне 2.3-3 мкм только начинают развиваться, но имеют огромный потенциал. Детальные теоретические и экспериментальные исследования автора [A5-A8] могут способствовать значительному прогрессу в разработке и создании таких лазерных систем.

Нелегированные теллуритные волокна, обладающие огромными значениями керровской и рамановской нелинейностей [25,A2,A9], применяются для нелинейно-оптического преобразования УКИ как за счет генерации СК в

диапазоне длин волн до 5 мкм и дальше [48,49], так и для получения частотно-перестраиваемых солитонов в диапазоне длин волн, как правило, до 3 мкм [50]. Перестройка центральной длины волны солитонов за 4 мкм возможна и вызывает большой интерес, но требует создания волокон со специальными дисперсионными свойствами. Теоретические исследования автора в этом направлении [A2-A4] способствуют решению данной проблемы.

1.1. Лазерное усиление и генерация в волокнах из теллуридных стекол, легированных ионами Tm^{3+} , в диапазоне длин волн около 2.3 мкм

Волоконные лазерные системы на основе кварцевых волокон, легированных ионами Tm^{3+} , генерируют излучение на переходе ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ в диапазоне длин волн 1.9-2 мкм, что находит широкое применение. Однако ион Tm^{3+} в матрицах с меньшей энергией фононов, чем в кварцевом стекле, может генерировать на других излучательных переходах. При накачке стандартными лазерными диодами на длине волны ~ 792 нм элементов из теллуридных стекол, легированных ионами Tm^{3+} , возможны лазерные процессы на длинах волн ~ 1.9 -2 мкм, 2.3 мкм и 1.5 мкм, как показано на упрощенной схеме энергетических уровней (рис. 1(а)) [51, A1]. Сечения переходов, рассчитанные на основе спектров люминесценции [51], показаны на рис. 1(б).

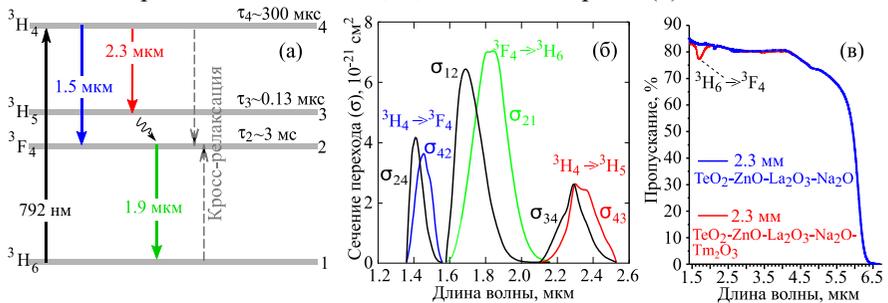
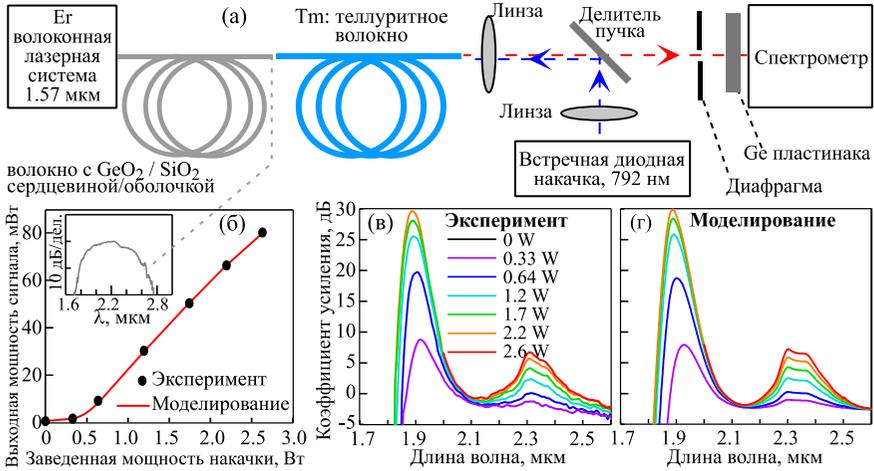


Рисунок 1. (а) Упрощенная схема энергетических уровней иона Tm^{3+} в теллуридном стекле; (б) и соответствующие сечения переходов. (в) Спектр пропускания нелегированного и легированного ионами Tm^{3+} теллуридного стекла толщиной 2.3 мм.

Особый интерес для приложений представляет генерация на длине волны около 2.3 мкм с мощностью сигнала на уровне сотен мВт и выше. Однако одна из проблем при создании таких лазерных источников на основе теллуридных волокон, легированных Tm^{3+} , связана с тем, что $\tau_4 \sim 300$ мкс – время жизни уровня 3H_4 , с которого происходит генерация на 2.3 мкм, в 10 раз меньше $\tau_2 \sim 3$ мс – времени жизни нижележащего уровня 3F_4 [51], что приводит к высокому значению n_2 – населенности уровня 3F_4 , в то время как n_4 – населенность уровня 3H_4 мала. В данной схеме уровень 3H_5 практически не заселен (его время жизни $\tau_3 \sim 0.13$ мкс), и коэффициент усиления на переходе ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_5$ пропорционален n_4 . Для уменьшения n_2 и увеличения n_4 можно

использовать процессы каскадного лазерного усиления и генерации одновременно на переходах ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_5$ и ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ (рис. 1(а)) [A5].



Численное моделирование в рамках откалиброванной по экспериментальным данным модели

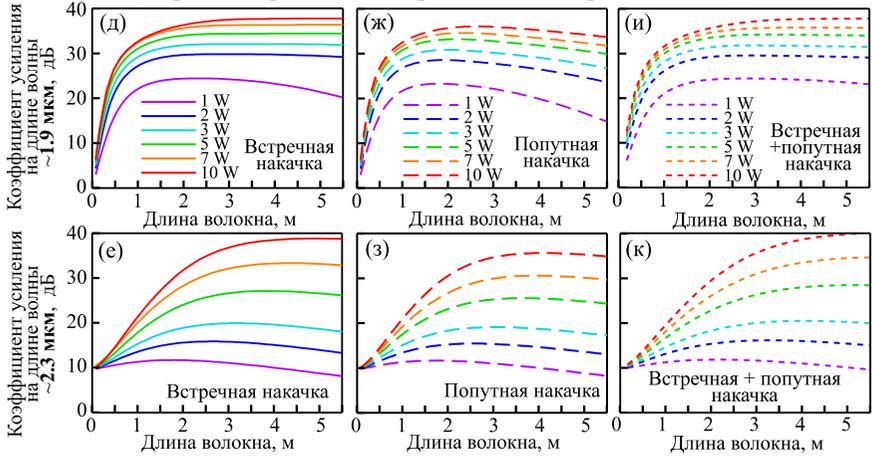
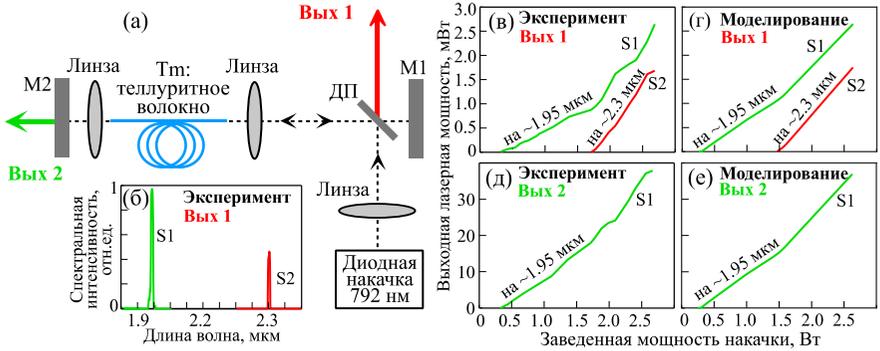


Рисунок 2. (а) Экспериментальная схема для исследования широкополосного усиления сигналов в теллуридном волокне, легированном Тм. (б) Зависимость мощности выходного сигнала от заведенной мощности накачки. На вставке – спектр затравочного сигнала. Экспериментальные (в) и полученные в результате моделирования (г) коэффициенты усиления (легенда общая). Полученные в результате моделирования коэффициенты усиления в схеме со встречной накачкой ((д) на длине волны ~ 1.9 мкм, (е) на длине волны ~ 2.3 мкм), с попутной накачкой ((ж) ~ 1.9 мкм, (з) ~ 2.3 мкм) и одновременно со встречной и попутной накачкой ((и) ~ 1.9 мкм, (к) ~ 2.3 мкм). Легенды общие для пар рисунков (д,е), (ж,з) и (и,к). Мощность затравочного СК 1.5 мВт



Численное моделирование в рамках откалиброванной по экспериментальным данным модели

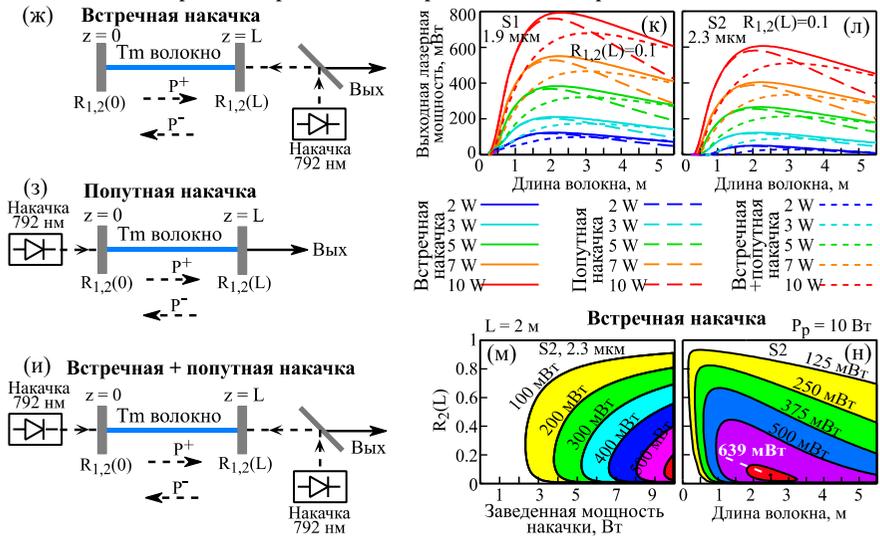


Рисунок 3. (а) Экспериментальная схема для генерации непрерывного каскадного излучения в теллуридном волокне, легированном Тм. (б) Спектр лазерных сигналов на Вых 1 (выходе 1). ДП – делитель пучка, М1 и М2 – зеркала. Зависимости выходных лазерных мощностей от заведенной мощности накачки на вых 1 и вых 2 ((в,д) эксперимент, (г,е) моделирование). Схемы для получения каскадной генерации при встречной накачке (ж), попутной накачке (з), одновременно встречной и попутной накачке (и). $R_{1,2}$ – коэффициенты отражения зеркал на длинах волн ~ 1.9 и ~ 2.3 мкм ($R_{1,2}(0)=1$). Зависимости выходных лазерных мощностей при различных схемах накачки на длине волны ~ 1.9 мкм (к) и ~ 2.3 мкм (л). Зависимости выходных лазерных мощностей на длине волны ~ 2.3 мкм от $R_2(L)$ и заведенной мощности накачки при $L = 2$ м (м) и от $R_2(L)$ и длины волокна при $P_p = 10$ Вт (н) ($R_1(L) = 0.99$)

В статье [A5] был впервые продемонстрирован двухдиапазонный широкополосный усилитель на длинах волн 1.9 мкм и 2.3 мкм на основе волокна из теллуритного стекла $\text{TeO}_2\text{-ZnO-La}_2\text{O}_3\text{-Na}_2\text{O}$ с легированной Tm^{3+} сердцевиной (спектр пропускания стекла приведен на рис. 1(в)). Экспериментальная схема усилителя показана на рис. 2(а). Методика расчетов описана в [A5].

В качестве затравки усилителя использован СК в диапазоне 1.7-2.8 мкм (вставка на рис. 2(б)), сгенерированный в отрезке волокна с германатной сердцевиной и кварцевой оболочкой при накачке УКИ на 1.57 мкм. На рис. 2(в,г) приведены экспериментальные и теоретические результаты для полных коэффициентов усиления для разных мощностей накачки (не “On/Off”) [A5]. Максимальные коэффициенты усиления при заведенной мощности СК 1.5 мВт составили 30 дБ и 7 дБ на длинах волн 1.9 мкм и 2.3 мкм при спектральном ограничении на длительности сигналов 90 фс и 70 фс соответственно (рис. 2(в,г)) [A5]. Использовалась схема со встречной накачкой излучением многомодового диода на 792 нм в первую оболочку волокна. Выходная мощность (рис. 2(б)) ограничивалась мощностью диода.

На основе откалиброванной по экспериментальным данным математической модели исследована возможность увеличения мощности усилителей на 2.3 мкм за счет увеличения мощности накачки и оптимизации длины активного волокна [A5]. Проанализированы схемы со встречной, попутной и двунаправленной (встречной + попутной) накачками. На рис. 2(д,е), (ж,з), (и,к) показаны расчетные коэффициенты усиления двухдиапазонных усилителей от длины активного волокна при разных мощностях накачки на 1.9 мкм и 2.3 мкм для этих схем соответственно. Расчеты показывают, что наиболее эффективной является схема со “встречной + попутной” накачкой (из-за ее более равномерного распределения вдоль волокна). Но и только встречная накачка позволяет получать близкие значения коэффициентов усиления при более простой экспериментальной реализации. Данные расчеты демонстрируют возможность построения двухдиапазонных усилителей с выходной мощностью >1 Вт на 2.3 мкм в схемах с оптимизированными параметрами [A5].

Исследована возможность создания непрерывных двухцветных лазеров на 1.9 мкм и 2.3 мкм с мощностью излучения в сотни мВт на 2.3 мкм. Расчеты выполнены в рамках модели, откалиброванной по экспериментальным измерениям [A5]. Непрерывная двухцветная генерация с мощностью на уровне единиц мВт на 2.3 мкм была также достигнута в работе [A5]. Схема соответствующего эксперимента показана на рис. 3(а). В качестве резонатора использовались два зеркала: с золотым покрытием и диэлектрическое с высоким коэффициентом отражения на 2.3 мкм и частично прозрачное в диапазоне 1.8-2 мкм. Вывод двухцветного излучения осуществлялся через делитель пучка (Вых.1). Вывод излучения на длине волны около 1.95 мкм также осуществлялся через диэлектрическое зеркало (Вых.2). Спектр двухцветной генерации, измеренный на Вых.1, показан на рис. 3(б). На рис. 3(в) показаны экспериментальные зависимости мощности излучения на 2.3 мкм и 1.95 мкм

от мощности накачки на Вых.1, а на рис. 3(г) соответствующие результаты численного моделирования, хорошо совпадающие с экспериментом. Результаты измерений и расчетов выходной мощности излучения на 1.95 мкм от мощности накачки на Вых.2 показаны на рис. 3(д,е) соответственно. Низкая эффективность объясняется использованием доступных на момент проведения исследований, но неоптимальных оптических компонентов. Для оптимизации лазеров теоретически исследованы схемы со встречной, попутной накачкой и одновременно “встречной + попутной” накачками (рис. 3(ж-и)). Определены выходные мощности двухцветного излучения для различных длин активного волокна, мощностей накачки и коэффициентов отражения выходного зеркала. Результаты моделирования приведены на рис. 3(к-п). Показано, что наиболее эффективная генерация на 2.3 мкм достигается при встречной накачке (рис. 3(м,н)) при выходном коэффициенте отражения ~5%. В этом случае мощность излучения на 2.3 мкм превышает 600 мВт при накачке 10 Вт [A5]. Также рассмотрен случай генерации только волны на 2.3 мкм при внесении очень больших селективных потерь в диапазоне 1.8-2 мкм при встречной накачке. Как и ожидалось, в этом случае из-за высокой населенности уровня 3F_4 (в отсутствие эффективного опустошения за счет лазерной генерации на 1.9 мкм) максимальная выходная мощность на 2.3 мкм значительно меньше, чем выходная мощность на 2.3 мкм в случае двухцветной генерации (85 мВт и 639 мВт соответственно при мощности накачки 10 Вт) [A5]. Следует отметить, что после теоретической работы автора, представленной в [A5], была экспериментально получена генерация излучения на 2.3 мкм в легированном Tm^{3+} теллуридном волокне со средней мощностью 200 мВт [52].

1.2. Лазерная генерация в волокнах из теллуридных стекол, легированных ионами Er^{3+} , в диапазоне длин волн 2.7-2.8 мкм

Известно, что для накачки волокон, легированных редкоземельными ионами Er^{3+} , широко применяют недорогие коммерческие лазерные диоды на длине волны около 0.98 мкм. Излучение на длине волны 0.98 мкм поглощается из основного состояния ${}^4I_{15/2}$ на переходе ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. После этого происходит переход с уровня ${}^4I_{11/2}$ на уровень ${}^4I_{13/2}$, а далее может происходить генерация на длине волны около 1.55 мкм на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Для кварцевых стекол из-за высокой энергии фононов уровень ${}^4I_{11/2}$ опустошается безызлучательно, но для теллуридных стекол возможен излучательный переход в диапазоне длин волн 2.7–2.8 мкм [53,A1], что обуславливает возможность потенциального использования теллуридных волокон в качестве лазерных сред в данном диапазоне. Одна из проблем создания когерентных источников света на основе теллуридных волокон, легированных ионами Er^{3+} , связана с высоким поглощением гидроксильными группами в диапазоне 2.7-2.8 мкм [53]. Для ее решения требуется сильное осушение образцов, что в настоящее время достигнуто благодаря развитию соответствующих технологий изготов-

ления теллуритных стекол. Следующая проблема получения лазерного усиления и генерации на переходе ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ связана с тем, что время жизни τ_3 уровня ${}^4I_{11/2}$ значительно меньше времени жизни τ_2 уровня ${}^4I_{13/2}$ ($\tau_3 \sim 100\text{--}300$ мкс (в зависимости от точного состава [53,А6-А8]), $\tau_2 \sim 5$ мс), что значительно осложняет создание инверсии населенности между этими уровнями, даже несмотря на вклад ап-конверсии (${}^4I_{13/2} + {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2} + {}^4I_{15/2}$), приводящей к уменьшению населенности уровня ${}^4I_{13/2}$ и эффективному увеличению населенности уровня ${}^4I_{11/2}$ (рис. 4) [53,А1].

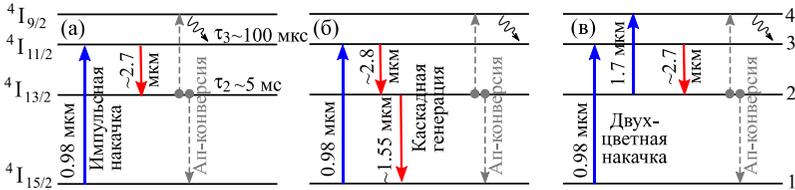


Рисунок 4. Потенциально возможные схемы генерации излучения в диапазоне 2.7-2.8 мкм в Er теллуритных волокнах. (а) Импульсная накачка длительностью $\sim \tau_3$ при частоте повторения $< 1/\tau_2$. (б) Двухцветная непрерывная каскадная генерация. (в) Непрерывная генерация при двухцветной накачке

Для преодоления этой проблемы автором были предложены и теоретически проанализированы различные схемы, позволяющие осуществить эффективное управление инверсией населенностей между уровнями ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ в таких условиях. А именно:

1) Предложена и исследована возможность импульсной генерации на длине волны около 2.7 мкм при импульсной накачке на длине волны 0.98 мкм длительностью $\sim \tau_3$ с частотой повторения $< 1/\tau_2$ (рис. 4(а)) [А6]. Показано, что в оптимальном случае выходная энергия излучения составляет десятки мкДж при длительности импульсов накачки ~ 100 мкс с пиковой мощностью несколько Вт при оптических потерях волокна 3дБ/м и меньше. При пиковой мощности накачки 20 Вт выходная энергия сигнала превышает 100 мкДж. [А6]. Следует отметить, что после теоретической работы автора [А6] данный режим был реализован экспериментально в волокнах из теллуритного стекла $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3\text{-Bi}_2\text{O}_3$ с сердцевинной, легированной Er^{3+} (0.4% мол.) [36].

2) Впервые в теллуритных волокнах исследована возможность каскадной непрерывной генерации на двух последовательных переходах ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ на длинах волн около 2.8 мкм и 1.55 мкм соответственно при непрерывной накачке на 0.98 мкм (рис. 4(б)). Показано, что в оптимальном случае мощности выходного излучения составляют ~ 70 мВт и ~ 240 мВт на длинах волн 2.8 мкм и 1.55 мкм соответственно при мощности накачки ~ 800 мВт [А7]. Расчеты выполнены в рамках математической модели, откалиброванной по экспериментальным данным для лазерного усиления и генерации на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ на длине волны 1.55 мкм в волокнах из стекла $\text{TeO}_2\text{-ZnO-L}_2\text{O}_3\text{-Na}_2\text{O}$ с сердцевинной, легированной Er^{3+} (0.24% мол.) [А7].

3) Впервые предложена и исследована новая схема двухцветной непрерывной накачки на длинах волн 0.98 и 1.7 мкм (рис. 4(в)) [A8]. Показано, что двухцветная схема позволяет понизить порог непрерывной генерации за счет управления инверсией населенностей между верхним ${}^4I_{11/2}$ и нижним ${}^4I_{13/2}$ лазерными уровнями. А именно, излучение на длине волны 1.7 мкм поглощается на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, тем самым эффективно уменьшая населенность уровня ${}^4I_{13/2}$ и увеличивая населенность уровня ${}^4I_{11/2}$ за счет последующей быстрой релаксации с уровня ${}^4I_{9/2}$ (рис. 4(в)). Показано, что при двухцветной накачке с мощностью сотни мВт максимальное усиление по слабому сигналу в диапазоне 2.7-2.8 мкм в Er волокнах составляет ~ 20 дБ, а мощность генерируемого непрерывного излучения может достигать 80 мВт [A8].

Во всех схемах на рис. 4 в численном моделировании искусственно отключалось действие ап-конверсии, чтобы продемонстрировать принципиальную значимость именно предложенных схем. Было численно проверено, что учет ап-конверсии приводит к уменьшению порога генерации и увеличению выходных мощностей излучения в диапазоне 2.7-2.8 мкм. Эффект усиливается с увеличением концентрации Er^{3+} .

1.3. Перестройка длины волны солитонов в микроструктурированных волокнах из теллуридного стекла $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$

Применение микроструктурированных волокон из теллуридных стекол с тонкой сердцевинкой, окруженной воздушными отверстиями, позволяет осуществлять управление дисперсией в широком частотном диапазоне. Были выполнены численные расчеты дисперсионных и нелинейных характеристик волокон из стекла $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ для случая трех и шести воздушных отверстий (рис. 5(а,б,в)) [A2,A3]. Размеры сердцевин характеризовались диаметрами d вписанных окружностей. За счет сильного волноводного вклада дисперсия $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$ рассмотренных волокон значительно отличается от дисперсии стекла. ZDW стекла $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ составляет ~ 2.17 мкм, при меньших длинах волн дисперсия нормальная ($\beta_2 > 0$), а при бóльших – аномальная ($\beta_2 < 0$) [A2]. Микроструктурирование приводит к тому, что для тонких сердцевин появляются две длины волны нулевой дисперсии, первая из которых ZDW_1 значительно смещена в коротковолновый диапазон, а вторая ZDW_2 – в длинноволновый относительно ZDW стекла. Чем тоньше сердцевина, тем меньше ZDW_2 . На рис. 5(а) приведены данные расчетов для волокна с шестью отверстиями при различных d , а на рис. 5(б) – сравнение результатов расчетов и экспериментальных измерений (методом фазовой интерферометрии) для волокна с $d = 3.2$ мкм [A2]. На рис. 5(в) показаны расчетные дисперсионные кривые для волокон с тремя отверстиями [A3]. На вставках на рис. 5(а-в) показаны профили экспериментальных образцов. Нелинейные керровские коэффициенты, рассчитанные на длине волны 2 мкм, достигают значений $\gamma > 3000$ (Вт·км) $^{-1}$ для $d = 1$ и $\gamma \sim 500$ (Вт·км) $^{-1}$ для $d \sim 3$ мкм, что на 3 по-

рядка превышает значение $\gamma \sim 1 \text{ (Вт} \cdot \text{км)}^{-1}$ для стандартного телекоммуникационного волокна SMF28. С увеличением длины волны γ уменьшается [A2,A3].

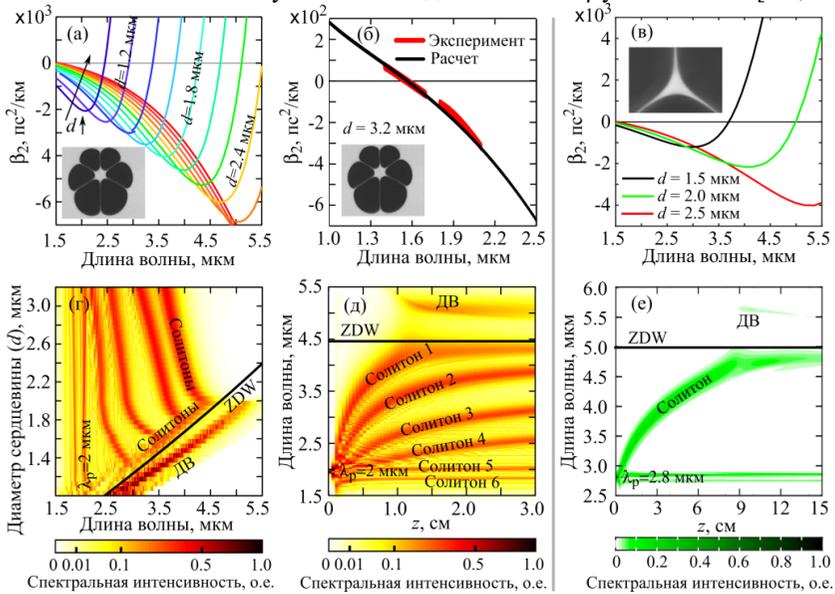


Рисунок 5. (а) Расчетная дисперсия $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ волокон с шестью воздушными отверстиями вокруг сердцевины диаметром d . Для соседних кривых значения d отличаются на 0.2 мкм. (б) Экспериментально измеренная и рассчитанная дисперсия для волокна с $d = 3.2$ мкм. (в) Расчетная дисперсия для волокон с тремя отверстиями. На вставках в верхнем ряду – поперечные сечения изготовленных образцов. (г) Полученные в результате моделирования спектры УКИ в волокнах с шестью отверстиями при различных d при $z = 2$ см и параметрах накачки: $\lambda_p = 2$ мкм, 1.5 нДж, 150 фс. (д) Спектральная эволюция импульсов ($\lambda_p = 2$ мкм, 1.5 нДж, 150 фс) в волокне с шестью отверстиями с $d = 1.9$ мкм. (е) Спектральная эволюция импульсов ($\lambda_p = 2.8$ мкм, 0.5 нДж, 200 фс) в волокне с тремя отверстиями с $d = 2$ мкм. ДВ – дисперсионные волны

В данных волокнах с расчетными параметрами исследована нелинейная динамика УКИ, приводящая к спектральному преобразованию излучения в диапазон длин волн >3 мкм. На базе математической модели, откалиброванной по экспериментальным данным [A4], выполнен анализ эволюции УКИ, заданных на длинах волн $\lambda_p = 2$ мкм или $\lambda_p = 2.8$ мкм, при распространении в волокнах с различными диаметрами. УКИ на длине волны 2 мкм могут быть получены в лазерах на основе кварцевых волокон, легированных Tm^{3+} , а УКИ на 2.8 мкм – в лазерах на основе фторидных волокон, легированных Er^{3+} [34]. На рис. 5(г) приведены результаты моделирования преобразованных спектров на выходе 2-см отрезков волокон с шестью отверстиями с различными d . Наибольший частотный сдвиг достигается при $d \sim 2$ мкм. При распространении УКИ в области аномальной дисперсии вначале реализуется режим мно-

госолитонной компрессии с распадом импульса на фундаментальные рамановские солитоны (рис. 5(д)). Затем при смещении длины волны первого солитона к ZDW_2 начинается излучение находящихся с ним в синхронизме длинноволновых дисперсионных волн в области нормальной дисперсии. В этом случае максимальная длина волны рамановского солитона составляет 4.4 мкм, а дисперсионных волн – 5.3 мкм (рис. 5(д)) [A2]. На рис. 5(е) приведены результаты моделирования спектральной эволюции УКИ в волокне с тремя отверстиями и накачкой на длине волны 2.8 мкм. Здесь оптимально использовать небольшой порядок солитона, поскольку входной УКИ находится в области большой аномальной дисперсии гораздо ближе к ZDW_2 , чем при накачке на 2 мкм. Длина волны солитона смещается до 4.8 мкм, а дисперсионные волны генерируются в диапазоне >5.5 мкм (рис. 5(е)) [A3]. Следует отметить, что при приближении к ZDW_2 центральной длине волны рамановского солитона наблюдается ее стабилизация за счет излучения дисперсионных волн (при $z > 1.5$ см на рис. 5(д) и при $z > 9$ см на рис. 5(е)), что согласуется с результатами для кварцевых фотонно-кристаллических волокон [54,55].

1.4. Заключение к главе 1.

Впервые в волокнах из теллуритных стекол, легированных РЗИ, исследованы широкополосное лазерное усиление и лазерная генерация на длинах волн ≥ 2.3 мкм: около 2.3 мкм в волокнах, легированных Tm^{3+} , и в диапазоне 2.7-2.8 мкм в волокнах, легированных Er^{3+} . Теоретически показана возможность создания лазерных источников мощностью ~ 1 Вт на длине волны 2.3 мкм. В волокнах, легированных Er^{3+} , впервые теоретически исследована лазерная генерация в диапазоне 2.7-2.8 мкм в трех различных схемах, позволяющих эффективно управлять инверсией населенностей между верхним и нижним лазерными уровнями.

На базе математической модели, откалиброванной по экспериментальным данным, показана возможность перестройки центральной длины волны рамановских солитонов с 2 мкм и с 2.8 мкм в диапазон >4 мкм в микроструктурированных теллуритных волокнах с оптимизированными параметрами с двумя значениями ZDW (ZDW_1 – в ближнем ИК диапазоне, а ZDW_2 – в диапазоне 3-5 мкм). Максимальный сдвиг длины волны солитонов определяется ZDW_2 . Продемонстрировано излучение дисперсионных волн в диапазоне ≥ 5 мкм при приближении центральной длины волны солитона к ZDW_2 .

Глава 2. Возможности создания оптических источников в диапазоне длин волн 2-10 мкм на основе волокон из халькогенидных стекол

Халькогенидные волокна достаточно давно и весьма успешно применяются для нелинейно-оптического преобразования излучения в среднем ИК диапазоне [27,39]. Среди нелинейно-оптических источников отметим источники спектрального СК шириной три октавы и более [39], рамановские лазе-

ры [40], источники рамановских солитонов и дисперсионных волн [56]. В настоящее время при генерации СК в среднем ИК диапазоне, как правило, для накачки халькогенидных волокон используются сложные параметрические системы, изначально производящие УКИ в среднем ИК диапазоне [39], или лазеры УКИ 3 μ -микронного диапазона на основе фторидных волокон [57]. Особый интерес представляет переход к стандартным источникам накачки в ближнем ИК диапазоне, что значительно упрощает и удешевляет разработку систем для генерации СК. К настоящему времени использование излучения волоконной лазерной системы на длине волны 2 мкм уже позволило продемонстрировать в As₂S₃ волокне генерацию СК с длинноволновой границей 3.5 мкм [58]. Одна из фундаментальных сложностей использования накачки в ближнем ИК диапазоне связана с тем, что для халькогенидных стекол в ближнем ИК диапазоне дисперсия нормальная (например, ZDW \approx 4.8 мкм для As₂S₃ и ZDW \approx 7.2 мкм для As₂Se₃) [25], а для генерации наиболее широкополосных СК требуется аномальная или малая нормальная дисперсия на длине волны накачки. Как и в случае теллуритных волокон, за счет волноводного вклада можно управлять дисперсией. В настоящей работе предложены и исследованы конструкции халькогенидных волокон, для которых существуют два значения ZDW, причем значение ZDW₁ расположено вблизи 2 мкм. В предложенных волокнах теоретически показана возможность генерации СК с шириной три октавы при накачке УКИ на длине волны 2 мкм [A14,A15].

Также важной проблемой является увеличение энергии и средней мощности импульсов в среднем ИК диапазоне за счет лазерного усиления. В работе предложены и исследованы широкополосные усилители в среднем ИК диапазоне на основе халькогенидных волокон, легированных ионами Pr³⁺, Tb³⁺ или Dy³⁺, с непрерывной оптической накачкой в ближнем ИК диапазоне [A10,A11]. До этого теоретически исследовались только непрерывные халькогенидные волоконные лазеры и усилители [59]. В качестве затравочных сигналов для предложенных широкополосных усилителей могут быть использованы импульсы, получаемые в результате нелинейно-оптического преобразования из ближнего ИК диапазона в диапазон 4-5 мкм за счет рамановского самосдвига частоты солитона, генерации дисперсионных волн или генерации СК в волокнах на основе теллуритных или халькогенидных стекол. Следует отметить, что после теоретических работ автора по халькогенидным усилителям [A10,A11] и лазерам [A12] были экспериментально продемонстрированы лазеры на основе халькогенидных стекол, легированных Pr³⁺ [60] и Tb³⁺ [41], усилитель на основе халькогенидного волокна, легированного Pr³⁺ [37], и лазер на основе халькогенидного волокна, легированного Tb³⁺ [38] в диапазоне около 5 мкм, что позволяет надеяться на экспериментальную реализацию предложенных и исследованных автором систем.

2.1. Генерация суперконтинуума в сплошных волокнах с сердцевиной из стекла As-Se-Te и оболочкой из стекла As-S

В настоящее время широкое распространение получили волокна на основе стекол As_2S_3 и As_2Se_3 (<https://irflex.com>). Показано, что для волокон на основе этих стекол с не очень большим dn (<0.07) и тонкой сердцевиной можно получить значения керровских коэффициентов γ на 3-4 порядка больше, чем для SMF28 [A13]. Однако ZDW таких волокон смещается в длинноволновую область относительно ZDW стекла. Для смещения ZDW волокна в коротковолновую область необходимо использовать волокна с большим значением dn и тонкой сердцевиной. Подходящими свойствами могут обладать совместимые пары стекол As-Se-Te/As-S для сердцевины/оболочки (рис. 6(а)) [A14]. С увеличением содержания теллура увеличивается dn [A14]: $dn \sim 0.5$ для $As_{40}Se_{50}Te_{10}/As_{40}S_{60}$ и $dn \sim 1$ для $As_{40}Se_{10}Te_{50}/As_{40}S_{60}$. Выполнен расчет дисперсионных параметров $D = -(2\pi c/\lambda^2) \cdot \beta_2$ для фундаментальной моды EH_{11} аксиально-симметричных волокон с сердцевиной/оболочкой $As_{40}Se_xTe_{(60-x)}/As_{40}S_{60}$ при различных значениях d и x (рис. 6(б-г)). Показано, что значение ZDW может быть сдвинуто в диапазон 2-3 мкм для сердцевины диаметром $d \sim 3$ мкм и тоньше (рис. 6(б-г)) [A14]. Для состава сердцевины $As_{40}Se_{30}Te_{30}$ показано, что при $d < 2.2$ мкм в спектральном диапазоне до 5 мкм расположены два значения ZDW (рис. 6(в,д)). Значения нелинейных коэффициентов на длине волны 2 мкм на 3 порядка превышают значения для SMF28. В численном моделировании установлено, что в таких волокнах возможна генерация СК с шириной три октавы в диапазоне 1-8 мкм [A14]. На рис. 6(д) показана спектральная эволюция СК, а на рис. 6(е) – спектр при $z = 2$ см.

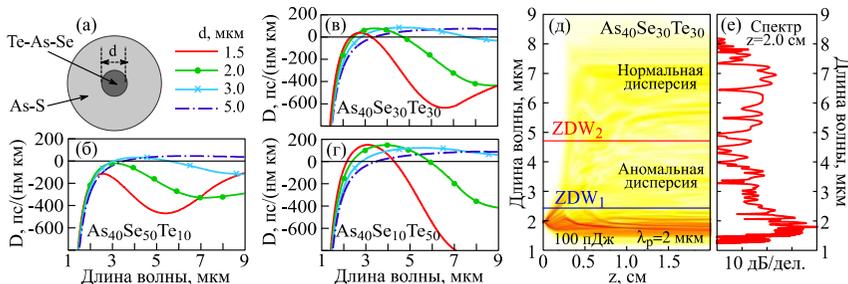


Рисунок 6. (а) Поперечное сечение волокна с сердцевиной из Te-As-Se и оболочкой из As-S стекла. Дисперсионные параметры D при разных d для составов сердцевины: $As_{40}Se_{50}Te_{10}$ (б), $As_{40}Se_{30}Te_{30}$ (в), $As_{40}Se_{10}Te_{50}$ (г). Спектральная эволюция 100-фс 100-пДж импульса на длине волны 2 мкм при распространении в волокне с $As_{40}Se_{30}Te_{30}$ сердцевиной диаметром $d = 2$ мкм (д) и соответствующий спектр при $z = 2$ см (е)

2.2. Генерация суперконтинуума в волокнах из стекла As-Se с тонкой сердцевиной, окруженной воздушными отверстиями

Исследована возможность генерации СК в волокнах из стекла As-Se с тонкой сердцевиной, окруженной тремя воздушными отверстиями (рис. 7(а,б)). Для оптимизации конструкции волокна выполнен анализ дисперсии

для профиля и состава As_2Se_3 , близких к экспериментально изготовленным (рис. 7(в)) [A15]. Показано, что при $d < 1.1$ мкм в спектральном диапазоне до 5 мкм расположены два значения ZDW [A15]. Проведено численное моделирование нелинейного распространения УКИ в таких волокнах. Генерация наиболее широкополосных СК численно получена для $d \sim 1-1.8$ мкм. Однако существуют определенные технологические трудности при вытяжке волокна с постоянным малым размером сердцевин. В эксперименте гораздо проще изготовить волокно с $d \sim 10$ мкм, а затем изготовить биконусную перетяжку с уменьшением диаметра до 1-2 мкм на длине $\sim 1-2$ см. Поэтому также была численно исследована генерация СК в биконусном волокне (рис. 7(г)) [A15]. При моделировании брались параметры дисперсии и нелинейности, соответствующие локальному значению диаметра на каждом шаге по z . На начальной стадии (~ 1 см) распространения импульса накачки на длине волны 2 мкм происходит его расплывание из-за нормальной дисперсии; нелинейные эффекты при этом малы (рис. 7(д)). Затем происходит сужение волокна, появляются два значения ZDW. ZDW_1 смещается в коротковолновую область, импульс оказывается в области аномальной дисперсии. Наблюдаемый при $z = 1.5-2$ см сценарий нелинейно-оптического преобразования связан с многосолитонным сжатием с последующим распадом на рамановские солитоны, смещением их частоты к ZDW_2 , излучением длинноволновых дисперсионных волн и взаимодействием отдельных спектральных компонент друг с другом за счет фазовой кросс-модуляции [A15]. Спектр на рис. 7(е) при $z = 3.5$ см, демонстрирующий возможность генерации СК в диапазоне 1-10 мкм при накачке УКИ на длине волны 2 мкм [A15].

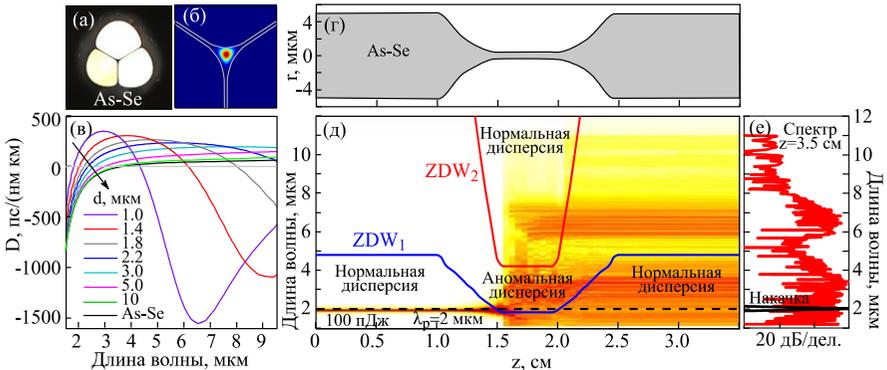


Рисунок 7. (а) Поперечное сечение волокна из As_2Se_3 стекла, полученное на микроскопе. (б) Модельный профиль сердцевин и поле фундаментальной моды. (в) Расчетные дисперсионные параметры D при разных эффективных d . (г) Эффективный диаметр биконусной перетяжки как функции z . (д) ZDW_1 , ZDW_2 как функции z , а также спектральная эволюция 100-фс 100-пДж импульса на длине волны 2 мкм при распространении в данном волокне; (е) соответствующий спектр при $z = 3.5$ см (е)

2.3. Широкополосное усиление УКИ в халькогенидных волокнах, легированных Pr^{3+} , Tb^{3+} или Dy^{3+} , в диапазоне длин волн 4-5 мкм

Предложены и теоретически исследованы широкополосные усилители УКИ в диапазоне 4-5 мкм на основе аксиально-симметричных активных халькогенидных волокон из стекла Ge-As-Ga-Se с сердцевиной ($d=16$ мкм), легированной Pr^{3+} , Tb^{3+} и Dy^{3+} , и двумя оболочками [A10,A11]. Численная модель описана во введении (пункт “Методология и методы исследования”) и подробно в [A10]. Упрощенные схемы уровней РЗИ показаны на рис. 8(а,б,в), а сечения поглощения и эмиссии на рис. 8(г,д,е). Предполагалось, что все остальные переходы, не отмеченные на рис. 8(а,б,в), в данном случае осуществляются безызлучательно. Предполагалось, что накачка и сигнал распространяются в одном направлении, и накачка осуществляется в первую оболочку диаметром 50 мкм. Производилась оптимизация для различных длин активных волокон. На рис. 8(ж,з,и) показаны зависимости энергии в импульсе и коэффициенты усиления от длины усилителя и мощности накачки [A11].

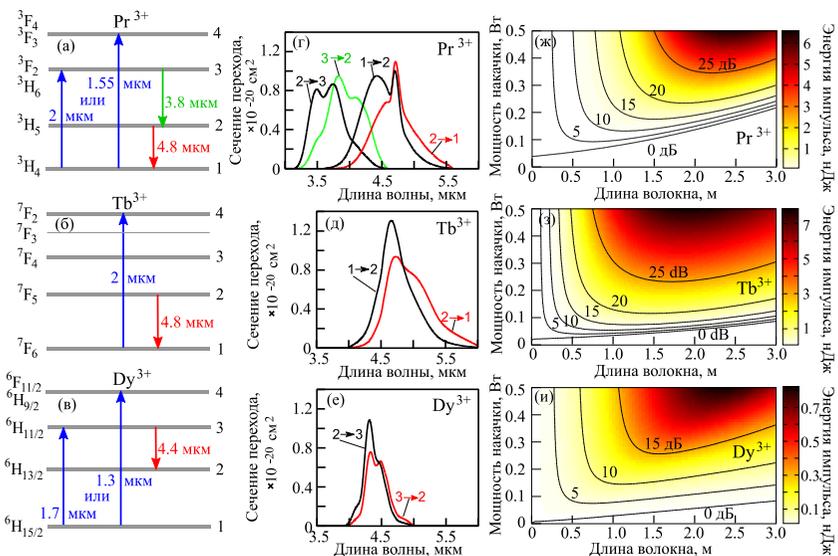


Рисунок 8. Упрощенные схемы энергетических уровней ионов Pr^{3+} (а), Tb^{3+} (б) и Dy^{3+} (в) в халькогенидном стекле. Сечения переходов ионов Pr^{3+} (г), Tb^{3+} (д) и Dy^{3+} (е). Энергии импульсов и коэффициенты усиления на выходе усилителей для различных длин волокон, легированных Pr^{3+} (ж), Tb^{3+} (з) и Dy^{3+} (и). Входные сигналы: 10 пДж, 10 МГц; концентрации активных ионов $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в 16-мкм сердцевине; $\lambda_p = 1.55$ мкм, 2 мкм, 1.3 мкм для Pr^{3+} , Tb^{3+} и Dy^{3+} соответственно

В численных экспериментах предполагалось, что непрерывная накачка усилителей осуществляется в ближнем ИК диапазоне на длинах волн 1.55 мкм или 2 мкм в случае Pr^{3+} (в 4х или 3х уровневых схемах соответственно)

[A10,A11], на 2 мкм в случае Tb^{3+} [A11], и на 1.3 мкм или 1.7 мкм в случае Dy^{3+} (в 4х или 3х уровневых схемах соответственно) [A11]. Частота повторения входных chirпированных лазерных импульсов варьировалась в диапазоне 1-100 МГц, их длительность составляла 1.2 пс (при спектральном ограничении 200 фс). Показано, что в случае Pt^{3+} наиболее эффективным является каскадное усиление импульсов, заданных на длине волны 4.3 мкм, на двух последовательных переходах (${}^3F_2, {}^3H_6$) \rightarrow 3H_5 и ${}^3H_5 \rightarrow$ 3H_4 с перекрывающимися сечениями эмиссии при накачке на 1.55 мкм [A10]. В этом случае может быть достигнуто усиление более 30 дБ. Энергия импульса может быть увеличена с 10 пДж до >10 нДж для частоты повторения порядка 1 МГц даже для уровня потерь волокна 3 дБ/м [A10]. Полученные пикосекундные импульсы имеют широкополосные спектры со спектральным ограничением 100 фс. Дальнейшее усиление может быть ограничено разрушением волокна. В случае Tb^{3+} при усилении сигналов на длине волны 4.8 мкм на переходе ${}^7F_5 \rightarrow$ 7F_6 достигаемые значения энергий импульсов в среднем ИК диапазоне близки к значениям, продемонстрированным для Pt^{3+} усилителей [A11]. В случае Dy^{3+} предпочтительно использовать накачку на 1.3 мкм и усиливать УКИ на длине волны 4.4 мкм на переходе ${}^6H_{1/2} \rightarrow$ ${}^6H_{13/2}$ [A11]. Однако достигаемая при этом энергия на порядок меньше, чем в случае Pt^{3+} и Tb^{3+} для тех же мощностей накачки, потерь и частот повторения для оптимальных длин активных волокон. Показано, что в усилителях может наблюдаться спектральное уширение за счет действия керровской нелинейности. Влияние рамановской нелинейности незначительно в рассмотренном режиме [A10]. В расчетах использованы экспериментальные данные [A12].

2.4. Заключение к главе 2.

Впервые теоретически показано, что в халькогенидных волокнах со специальными конструкциями при использовании в качестве накачки стандартных источников УКИ на длине волны 2 мкм (например, волоконных тулиевых лазеров) могут быть сгенерированы суперконтинуумы со спектральной шириной более 3х октав с длинноволновой границей ~ 10 мкм.

Впервые исследовано широкополосное лазерное усиление УКИ со спектральным ограничением ~ 100 фс в среднем ИК диапазоне в халькогенидных волокнах, легированных Pt^{3+} , Tb^{3+} и Dy^{3+} , при оптической накачке в ближнем ИК. Для ионов Pt^{3+} и Tb^{3+} энергия усиленных в диапазоне 4-5 мкм импульсов на порядок больше, чем для ионов Dy^{3+} для тех же параметров системы.

Данные результаты могут быть востребованы при разработке относительно простых, недорогих и компактных источников когерентного излучения в среднем ИК диапазоне на основе халькогенидных волокон и стандартных волоконных или диодных лазеров для их накачки. Применение накачки в ближнем ИК диапазоне является значительным преимуществом по сравнению с используемыми в настоящее время накачками в среднем ИК диапазоне.

Глава 3. Метод нахождения профилей интенсивности и фазы ультракоротких импульсов на основе спектральных измерений с использованием нелинейных волокон

Как отмечалось во введении, помимо генерации УКИ, важной задачей является измерение их формы и фазы [30]. В данной работе предложен, разработан и исследован новый, простой, универсальный метод измерения профилей интенсивности и фазы УКИ в широком частотном диапазоне от оптического до среднего ИК, применимый как к волоконно-оптическим источникам, так и к другим лазерным системам разного класса мощности и системам телекоммуникаций. Метод основан на измерении фундаментального (исходного) спектра импульса и двух дополнительных спектров, полученных в результате преобразования измеряемых оптических сигналов в элементах с керровской нелинейностью – волокнах – при разных значениях B -интегралов (разных набегах нелинейных фаз). С помощью специально разработанных алгоритмов осуществляется обработка экспериментальных данных, в результате чего восстанавливается форма и фаза импульсов. Предложенный метод не требует априорной информации о форме сигнала и даже о величине B -интегралов (но важно знать отношение B -интегралов). Следует отметить, что наличие фундаментального и только одного преобразованного спектра не позволяет однозначно восстановить исходный импульс [A33]). В предложенном методе с использованием фундаментального и двух преобразованных спектров при разных значениях B -интегралов отсутствуют неоднозначности при восстановлении фазы, связанные с выбором ее знака, направлением временной оси, неопределенностью в точках с нулевой спектральной интенсивностью. Метод не требует генерации второй гармоники, поэтому нет принципиального ограничения на спектральную ширину измеряемых сигналов, в отличие от широко распространенных методов АКФ, SHG FROG и SPIDER, для которых ограничение связано с шириной полосы синхронизма используемых нелинейных кристаллов. Изначально метод разработан автором для мощной твердотельной параметрической лазерной системы, и в качестве элементов с керровской нелинейностью использовались тонкие пластиковые пленки [A32]. Был разработан компьютерный алгоритм для восстановления характеристик импульса в пренебрежении дисперсией элементов с керровской нелинейностью для случая, когда толщины пленок различаются в 2 раза. Затем были произведены модификации метода для характеристики маломощных импульсов с выхода волоконных лазерных систем при использовании отрезков волокон в качестве элементов с керровской нелинейностью (для любого соотношения B -интегралов), что позволило экспериментально измерять как последовательности импульсов с малой энергией вплоть до десятков пДж [A33, A34], так одиночные импульсы с энергией ~ 1 мкДж [A35].

3.1. Алгоритмическая и программная реализация метода

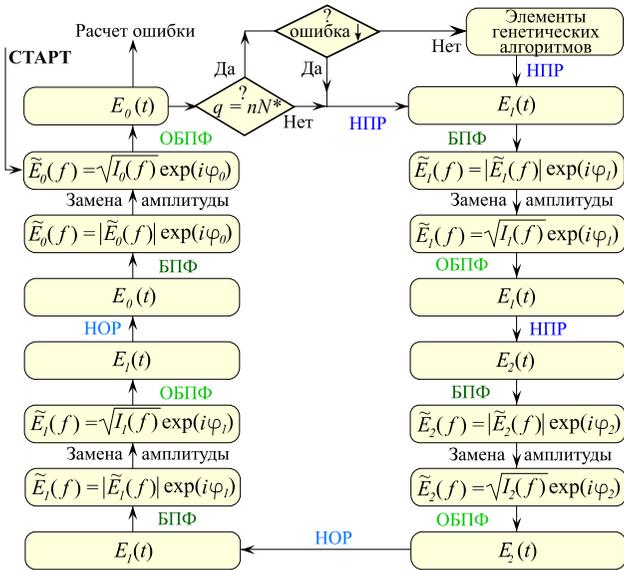


Рисунок 9. Схема предложенного алгоритма для восстановления импульса. $E_j(t)$ и $\tilde{E}_j(f)$ – комплексные амплитуды сигнала во временном и частотном представлениях ($j = 0$ – для сигнала до нелинейного волокна, $j = 1, 2$ – для сигнала после прохождения нелинейного волокна с двумя разными значениями B -интеграла); φ_j – спектральные фазы. Здесь НПР – нелинейное прямое распространение, НОР – нелинейное обратное распространение q – номер итерации, n – натуральное число, $N^* = \text{const}$ ($\sim 100-500$).

Для восстановления фазы сигналов применяется разработанный автором численный код на основе алгоритма Гершберга-Сакстона. В предложенном методе используются фундаментальный (исходный) спектр исследуемого сигнала $I_0(f)$, где f – частота, и два дополнительных спектра $I_1(f)$ и $I_2(f)$, полученных в результате преобразования измеряемого импульса в нелинейных волокнах с керровской нелинейностью для различных значений B -интеграла. B -интеграл определяется выражением $B = \int \gamma \cdot P(z) dz$, где $P(z)$ – пиковая мощность, z – продольная координата. Разработаны алгоритмы с учетом и без учета дисперсии волокна [А33-А35]. Предложенный базовый алгоритм основывается на следующей итерационной процедуре (рис. 9). Вначале задается сигнал с фундаментальным спектром и произвольной спектральной фазой, далее рассчитывается его спектр после распространения через отрезок нелинейного волокна для меньшего значения набег нелинейной фазы, после чего происходит замена спектральной амплитуды на экспериментально измеренную, затем рассчитывается распространение для большего набег фазы также с последующей заменой спектральной амплитуды на экспериментальную.

После этого следует расчет обратного распространения с аналогичными заменами спектров (преобразованного и фундаментального). Данная процедура выполняется в цикле. В качестве критерия сходимости определяется отличие восстановленных и экспериментальных спектров после нелинейного волокна. Алгоритм не требует априорной информации о величине B -интегралов, наблюдаемых УКИ в нелинейном волокне. Реализуется запуск программы для различных значений этого параметра и выбирается то, которое дает меньшую ошибку восстановления. Расчет нелинейного распространения выполняется методом SSFM. Для лучшей сходимости к базовому алгоритму добавляются элементы генетических алгоритмов (отбор, скрещивание, мутации).

3.2. Применение метода для измерения различных УКИ

Проведено детальное теоретическое исследование разработанного метода на разнообразных тестовых примерах: одиночных импульсах длительностью от ~ 20 фс до ~ 100 пс, двойных импульсах, сигналах со сложной спектрально-временной структурой, сигналах с шумами (до 20%); а также для сигналов с «плохо известным» отношением B -интегралов (до 30%) [A32-A34]. Для проанализированных случаев получено хорошее соответствие между оригинальными и восстановленными сигналами. В случае отсутствия неидеальностей (шумов и «плохо известных» отношений B -интегралов) восстановленные и оригинальные сигналы практически полностью совпадают. Показано, что для импульсов короче ~ 30 фс необходимо учитывать дисперсию нелинейных волокон, что также было реализовано в одной из модификаций алгоритма и протестировано экспериментально [A33]. Теоретически показана применимость предложенного метода для характеристики телекоммуникационных сигналов длительностью порядка 100 пс [A34], что согласуется с результатами независимых экспериментов другой научной группы [42].

Продемонстрировано экспериментальное применение метода с использованием отрезка кварцевого волокна в качестве нелинейного элемента для восстановления различных тестовых УКИ. Последовательности УКИ с энергией ~ 1 нДж генерировались в эрбиевой волоконной лазерной системе с пассивной синхронизацией мод [A33]. Измерены импульсы длительностью 140 фс непосредственно с выхода системы, а также после прохождения стеклянного элемента с известной дисперсией [A33]. Кроме того, измерены более сложные по структуре специально приготовленные двойные импульсы, представляющие собой две реплики исходного импульса с одинаковыми фазами, но разными амплитудами (рис. 10) [A33]. Результаты совпадают с независимыми измерениями методом SHG FROG. Здесь и далее направление временной оси для FROG-восстановленных импульсов выбрано в соответствии с результатами, полученными предложенным методом [A33].

Экспериментально продемонстрировано восстановление УКИ в режиме одиночного импульса (single-shot) с выхода волоконной лазерной системы с

помощью разработанного метода с использованием отрезков волокон на основе кварцевого стекла в качестве нелинейных элементов. Восстановленный несимметричный сигнал длительностью 0.7 пс с энергией ~1 мкДж хорошо согласуется с независимыми измерениями методом FROG (рис. 11) [A35].

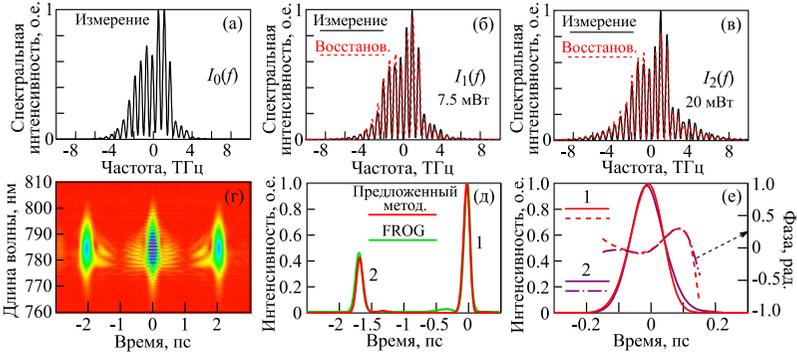


Рисунок 10. (а) Измеренный фундаментальный спектр двойных импульсов. (б, в) Измеренные и восстановленные спектры на выходе кварцевого 2-см волокна для различных средних мощностей (отношение B -интегралов составляет 3/8). (г) Измеренная FROG-спектрограмма двойных импульсов. (д) Временные интенсивности, полученные независимо с помощью предложенного метода и с помощью SHG FROG (цифрами 1 и 2 обозначены номера реплик). (е) Восстановленные предложенным методом и нормированные на максимальные значения интенсивности реплик 1 и 2 и их фазы, специально смещенные по временной оси для демонстрации почти полного совпадения.

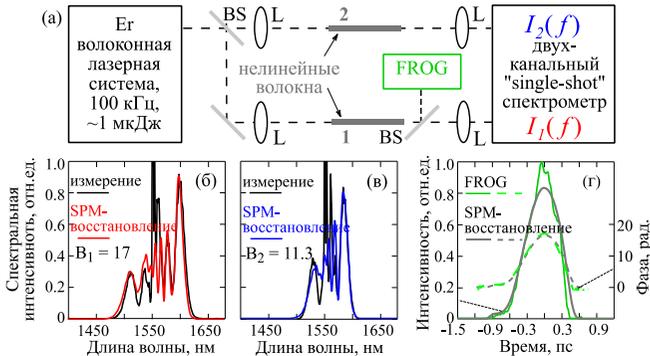


Рисунок 11. (а) Экспериментальная схема для характеристики УКИ в режиме одиночного импульса с использованием нелинейных волокон на основе кварцевого стекла. (б, в) Измеренные и восстановленные спектры на выходе нелинейных волокон для различных значений B -интеграла. (г) Временная интенсивность и фаза, полученные разработанным методом и методом SHG FROG.

Продемонстрирована реализация предложенного метода с использованием в качестве нелинейного элемента теллуричного микроструктурированного

волокна со значением γ в 500 раз выше, чем для SMF28. Использовался образец с шестью воздушными отверстиями, показанный на вставках на рис. 5(а,б). Восстановленные импульсы длительностью 80 фс с энергией ~ 100 пДж на длине волны 1.57 мкм хорошо согласуются с независимо измеренными методом SHG FROG (рис. 12) [A34]. Теоретически на многочисленных примерах показана возможность реализации метода с использованием микроструктурированного теллуридного волокна для измерения импульсов в широком диапазоне параметров: длины волн от О-диапазона до У-диапазона (~ 1.3 –1.7 мкм), длительности от <100 фс до ~ 100 пс, низкие энергии (~ 100 пДж) и/или низкие пиковые мощности (~ 1 Вт) [A34].

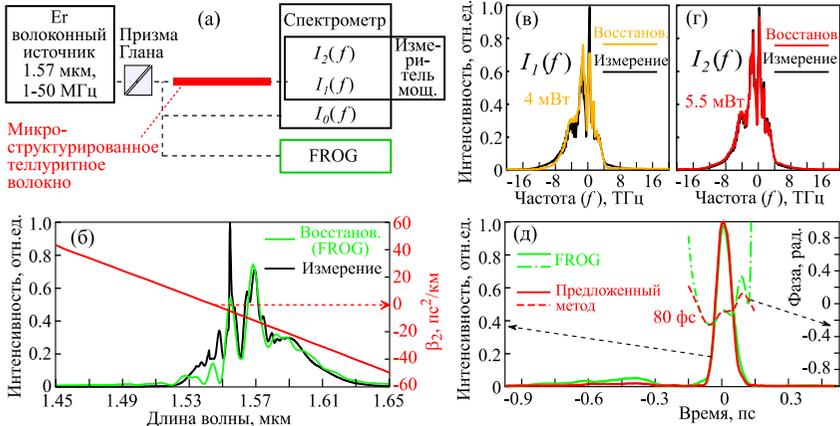


Рисунок 12. (а) Экспериментальная схема для характеристики УКИ с использованием микроструктурированного теллуридного волокна. (б) Фундаментальный спектр, измеренный и восстановленный по FROG (левая ось); измеренная дисперсия теллуридного волокна (правая ось). (в, г) Измеренные и восстановленные спектры на выходе теллуридного волокна для различных средних мощностей. Временная интенсивность и фаза, полученные независимо с помощью предложенного метода и с помощью FROG.

3.3. Заключение к главе 3.

Таким образом, предложен оригинальный метод нахождения профиля интенсивности и фазы УКИ на основе трех спектров: фундаментального (исходного) спектра импульса и двух дополнительных спектров, полученных в результате преобразования измеряемого импульса в элементах с кервовой нелинейностью, в частности, в нелинейных волокнах, для различных значений B -интеграла. В методе отсутствуют неоднозначности при восстановлении фазы, связанные с выбором ее знака, направлением временной оси, неопределенностью в точках с нулевой спектральной интенсивностью, что является значительными преимуществами перед широко распространенными стандартными методами. Предложенный метод не требует генерации второй гармоники, поэтому нет принципиального ограничения на спектральную ширину

измеряемых сигналов, связанного с шириной полосы синхронизма нелинейных кристаллов. Впервые с помощью данного метода измерены различные УКИ с использованием кварцевых и теллуритных волокон в качестве нелинейных элементов. Результаты подтверждены независимыми измерениями методом SHG FROG (для которых направление временной оси выбрано в соответствии с результатами, полученными разработанным методом).

Глава 4. Нелинейно-оптические и лазерные процессы в микрорезонаторах на основе различных стекол

Оптические микрорезонаторы с МШГ благодаря огромным значениям добротности ($10^5 - 10^{10}$) и сильной локализации полей мод в небольшом объеме позволяют даже при малых мощностях непрерывной накачки на уровне единиц мВт или мкВт получать значительные интенсивности электромагнитного поля, при которых могут эффективно осуществляться нелинейно-оптические преобразования, а в случае использования активных образцов – лазерная генерация. Микрорезонаторы изготавливаются на основе различных аморфных и кристаллических материалов с разнообразными формами: сферическими, веретенообразными, дисковыми, кольцевыми и др. [2]. Кварцевые микросферы являются очень удобной платформой для изучения нелинейных процессов и демонстрации новых концепций, поскольку они могут быть легко изготовлены из стандартных оптических волокон, а их дисперсией можно управлять путем контролируемого изменения диаметра [2]. Нелинейная динамика внутрирезонаторного излучения в кварцевых микросферах, как и в других типах микрорезонаторов, зачастую может быть описана в рамках уравнения Луджиато-Лефевра [14,46], что позволяет получать универсальные результаты. Многие нелинейные режимы генерации излучения, достигаемые в кристаллических объемных микрорезонаторах или микрорезонаторах на чипе, также исследовались в кварцевых микросферах или были впервые в них обнаружены. Например, диссипативные керровские солитоны, обнаруженные в MgF_2 микрорезонаторе [61], позднее наблюдались и в кварцевых микросферах [47], а рамановская микрорезонаторная генерация впервые была получена в кварцевых микросферах [62]. Эффекты, обусловленные керровской и рамановской нелинейностями в кварцевых микрорезонаторах, исследуются в большом количестве работ (см, например, [63-66]), но, тем не менее, до сих пор удается обнаруживать новые режимы нелинейно-оптического преобразования [A16-A20]. Изучение кварцевых микросфер наиболее целесообразно проводить в телекоммуникационном диапазоне из-за доступности коммерческих оптических компонентов и измерительных приборов. Наиболее освоенным в настоящее время является С-диапазон (1530-1565 нм), а также соседний L-диапазон (1565-1625 нм). Меньше используются U-диапазон (1625-1675 нм), S-диапазон (1460-1530 нм), E-диапазон (1360-1460 нм) и O-диапазон (1260-1360 нм), но они тоже важны для приложений.

Для возбуждения МШГ микрорезонаторов требуются не источники УКИ, а узкополосные непрерывные лазеры, желательны с перестраиваемой длиной волны и возможностью сканирования частоты вблизи определенного значения для попадания в моду резонатора (с учетом термооптических сдвигов частот МШГ при частичной термализации энергии накачки) [2,63]. Такие лазеры в С-диапазоне коммерчески доступные и относительно недорогие, что делает их важным инструментом для исследования микрорезонаторов.

Помимо кварцевых микросфер, огромный интерес также представляют микросферы из халькогенидных и теллуритных стекол даже в телекоммуникационном диапазоне, поскольку их выдающиеся свойства можно изучать с использованием стандартных оптических компонентов и оборудования. В диапазоне длин волн свыше 2 мкм такие микрорезонаторы имеют огромный потенциал. Однако из-за меньшей распространенности халькогенидных и теллуритных стекол микрорезонаторы на их основе изучены в гораздо меньшей степени, чем из кварцевого стекла. В микрорезонаторах из теллуритных стекол, легированных РЗИ, можно получить генерацию на длинах волн, недоступных для кварцевых образцов, как и в случае оптических волокон [A1]. Использование теллуритных микросфер, легированных Eg^{3+} , имеет преимущества из-за возможности генерации в L-диапазоне, что для кварцевых образцов гораздо труднее достичь из-за меньших значений сечения эмиссии на длинах волн ≥ 1.59 мкм [A1]. Халькогенидные микрорезонаторы также могут использоваться для получения излучения в L-диапазоне при накачке в С-диапазоне, но за счет рамановской генерации, что также представляет огромный фундаментальный и прикладной интерес. В данной главе исследуются фундаментальные вопросы генерации узкополосного излучения и оптических частотных гребенок в микросферах, а также прикладные вопросы, связанные с использованием таких гребенок для телекоммуникационных приложений.

Теоретические исследования нелинейно-оптических процессов в кварцевых, халькогенидных и теллуритных микрорезонаторах выполнены в рамках обобщенного уравнения Луджиато-Лефевра [14,46,47]:

$$t_R \frac{\partial E(t, \tau)}{\partial t} = \left[-\alpha - i\delta_0 + i\pi d \sum_{k \geq 2} \frac{\beta_k}{k!} \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^k \right] E(t, \tau) + i\gamma \pi d \cdot E(t, \tau) \int R(s) |E(t, \tau - s)|^2 ds + \sqrt{\theta} E_{in} \quad (1)$$

где $E(t, \tau)$ – комплексная огибающая внутрирезонаторного поля; E_{in} – комплексная амплитуда поля накачки; t и τ – медленное и быстрое время; t_R – время обхода микрорезонатора; δ_0 – отстройка накачки E_{in} от ближайшего резонанса, θ – коэффициент связи; α – коэффициент потерь, d – диаметр. Модельная функция нелинейного отклика $R(t)$ для кварцевого и халькогенидного As_2S_3 стекол задавалась в виде [1]

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R (T_1^{-2} + T_2^{-2}) T_1 \exp(-t/T_2) \sin(t/T_1), \quad (2)$$

f_R – доля рамановского вклада, $\delta(t)$ – дельта-функция. Для кварцевого стекла $f_R = 0.18$, $T_1 = 12.2$ фс, $T_2 = 32$ фс; для As_2S_3 : $f_R = 0.1$, $T_1 = 15.5$ фс, $T_2 = 230.5$ фс.

При теоретическом исследовании важными параметрами являются безразмерная отстройка Δ , и безразмерная мощность накачки X [67]:

$$\Delta = \delta_0 / \alpha; \quad X = |E_m|^2 \cdot (\pi d \gamma \theta / \alpha^3). \quad (3)$$

Представленные в данной работе экспериментальные результаты по кварцевым, халькогенидным и теллуритным микросферам были получены на установке, упрощенная схема которой показана на рис. 13. Для накачки микросфер использовался непрерывный узкополосный лазер с шириной линии 10 кГц с перестраиваемой длиной волны $\lambda_p = 1.516-1.576$ мкм, излучение которого заводилось через кварцевую биконусную волоконную перетяжку с минимальным диаметром $\sim 1-2$ мкм [A16]. Эксперименты осуществлялись в акриловом перчаточном боксе с целью защиты от потоков воздуха и пыли. Грубое позиционирование микросферы относительно растянутого волокна осуществлялось с помощью двух CCD камер, а для прецизионной юстировки с субмикронным разрешением применялся 3х координатный позиционер с дополнительными пьезоактюаторами. Сгенерированное в микросфере излучение выводилось через то же растянутое волокно и подавалось на анализатор спектра, данные с которого записывались и обрабатывались с помощью специально созданного программного обеспечения, а затем сравнивались с результатами численного моделирования. Микросферы изготавливались путем оплавления торца волокна под действием сил поверхностного натяжения [2]. Кварцевые микросферы изготавливались из стандартного волокна SMF28e с помощью аппарата для сварки волокон [A16,A22], а теллуритные и халькогенидные микросферы изготавливались с использованием резистивного микронагревателя [A25,A27,A28]. Теллуритные микросферы изготавливались из волокон производства ИХВВ РАН, а халькогенидные микросферы изготавливались из волокна фирмы IRflex. Биконусное волокно изготавливалось из SMF28e с помощью газовой горелки [A16].



Рисунок 13. Упрощенная схема экспериментальной установки для исследования нелинейно-оптических и лазерных процессов в микросферах.

4.1. Исследование режимов генерации оптических частотных гребенок в кварцевых микросферах

Нелинейная динамика внутрирезонаторного излучения сильно зависит от дисперсии, которая определяется как дисперсией материала, так и волноводным вкладом. Чем меньше d , тем сильнее сдвинуто значение ZDW в длинно-

волновую область относительно значения ZDW для стекла [A17]. Для кварцевых микросфер с $d \sim 165$ мкм расчетное значение $ZWD \approx 1.55$ мкм, что позволяет исследовать в таких образцах различные нелинейно-оптические режимы преобразования излучения как при накачке в аномальной области дисперсии, так и при накачке в нормальной области дисперсии и вблизи ZDW с помощью одного и того же узкополосного лазера, перестраиваемого в диапазоне 1.516-1.576 мкм [A17]. Все результаты, представленные в данном пункте, получены для кварцевых микросфер с диаметрами $d \sim 165 \pm 5$ мкм.

Обнаружен новый режим генерации рамановских оптических частотных гребенок с солитоноподобным спектром, формируемых в области аномальной дисперсии, при накачке в области нормальной дисперсии (рис. 14(а,б)) [A20]. В моделировании показано, что при определенных параметрах системы (отстройке накачки от точного резонанса и мощности накачки) рамановской гребенке действительно соответствует локализованный импульс с постоянной временной структурой – солитон (вставка на рис. 14(б)) [A20]. При этом произведение длительности рамановского солитона на его спектральную ширину (TBP, time–bandwidth product) составляет 0.315, что совпадает со значением для спектрально-ограниченного импульса, интенсивность которого $\sim 1/ch^2(t)$.

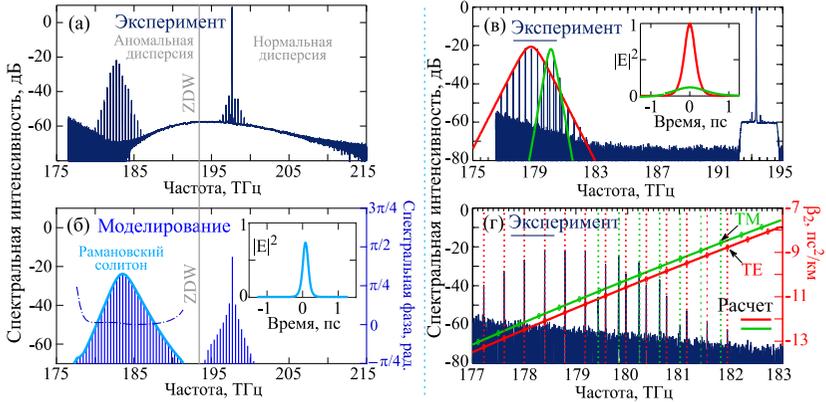


Рисунок 14. Спектры, демонстрирующие солитоноподобные рамановские гребенки: (а,б) в одном семействе мод; (в,г) в двух разных семействах мод. (б) Спектр гребенки (левая ось) и спектральная фаза рамановского солитона (правая ось). Моделирование выполнено для $\Delta = 6$, $X = 25$; временная структура отфильтрованного рамановского солитона показана на вставке. На рис. (г) сплошными линиями показаны расчетные дисперсии для TE и TM семейств МШГ, а пунктирными - соответствие между частотами МШГ (точки) и спектральными линиями сгенерированных гребенок.

Обнаружен новый режим генерации вложенных рамановских оптических частотных гребенок с солитоноподобными спектрами в разных семействах мод (рис. 14(в,г)) [A18]. Гребенке, по расчетам формирующейся в фундаментальном семействе TE мод (рис. 14(г)), соответствует спектр импульса со спектральным Фурье-ограничением 325 фс, а гребенке, формирующейся в

TM модах, соответствует спектр импульса со спектральным ограничением 940 фс (вставка на рис. 14(в)) [A18].

Следует отметить, что ранее были открыты стоксовые солитоны, удерживаемые в потенциале диссипативных керровских солитонов, формирующихся вблизи частоты накачки в области аномальной дисперсии [68]. Также был достигнут режим генерации устойчивых структур, состоящих из chirпированного диссипативного солитона и chirпированного рамановского солитона в резонаторе волоконного лазера при полностью нормальной дисперсии [69]. Однако оба обнаруженных диссертантом режима генерации гребенок с солитоноподобными спектрами в одном семействе мод (рис. 14(а,б)) и в двух разных семействах мод (рис. 14(в,г)) при накачке в области нормальной дисперсии отличаются от известных режимов.

Следует подчеркнуть, что для генерации солитоноподобных рамановских спектров требуются определенные значения параметров, в частности, Δ и X , определенных выражениями (3). При изменении параметров возможна реализация различных режимов рамановской генерации. Достигнута одномодовая рамановская генерация, перестраиваемая в диапазоне 1.631-1.685 мкм, при перестройке накачки в диапазоне 1.52-1.57 мкм [A16]. Но зачастую при накачке в нормальной области дисперсии наблюдается многомодовая рамановская генерация [A17]. На рис. 15 показаны спектры, полученные в результате численного моделирования, для разных длин волн накачки, соответствующих диапазону перестройки лазера. При перестройке λ_p в нормальной области дисперсии происходит перестройка центральной длины волны рамановской генерации (рис. 15) [A17]. При приближении λ_p к ZDW помимо стоксовых спектральных компонент "S" также наблюдается генерация антистоксовых компонент "AS", обусловленных четырехволновым взаимодействием [A17]. В области малой аномальной дисперсии спектр значительно уширяется и его интерпретация более сложная. Чтобы подтвердить, что механизм генерации перестраиваемых стоксовых компонент при $\lambda_p < \text{ZDW}$ действительно обусловлен рамановской нелинейностью, а также понять механизмы формирования спектров при $\lambda_p \approx \text{ZDW}$ и $\lambda_p > \text{ZDW}$, проведено дополнительное моделирование с «выключением» рамановского отклика ($f_R = 0$ в выражении (2)). Действительно при $f_R = 0$ в спектре отсутствуют стоксовые и антистоксовые компоненты при $\lambda_p \leq \text{ZDW}$ (рис. 15(б)). При $\lambda_p \approx \text{ZDW}$ и $f_R = 0.18$ можно получить три спектрально разделенных оптических гребенки: в С-диапазоне около накачки, в U-диапазоне на стоксовой длине волны из-за рамановской нелинейности и в E-диапазоне на антистоксовой длине волны (рис. 15(а)) [A17]. При «выключенной» рамановской нелинейности стоксовая и антистоксовая гребенки не наблюдаются (рис. 15 (б)). Кроме того, отсутствует керровская гребенка вблизи λ_p , поэтому спектральные линии около λ_p на рис. 15(а) можно объяснить ненулевым рамановским усилением на малых частотах и/или невырожденным четырехволновым взаимодействием между накачкой и линиями, принадлежащими рамановской гребенке. При λ_p в области малой ано-

мальной дисперсии наблюдается гребенка, охватывающий E-, S-, C-, L-, U-диапазоны и далее до 1.7 мкм. Пики с максимумами около 1.5 мкм и 1.6 мкм (рис. 15(a)) генерируются из-за четырехволнового взаимодействия даже в отсутствие рамановского усиления (рис. 15(б)) [A17]. Эти результаты верифицированы экспериментально. Измеренные спектры в сравнении с расчетными при $f_R=0.18$ и $f_R=0$ для характерных случаев показаны на рис. 16 [A17].

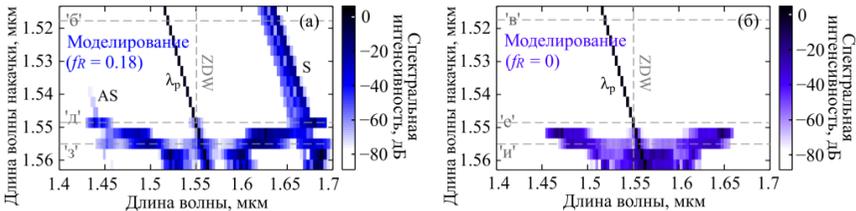


Рисунок 15. Результаты численного моделирования эволюции спектра при изменении λ_p при наличии рамановской нелинейности ($f_R = 0.18$) (а) и в ее отсутствие ($f_R = 0$) (б). Данные рисунки показывают переключения между модами рамановской генерации при изменении длины волны накачки. Спектры, соответствующие горизонтальным пунктирным линиям, показаны также на рис. 16.

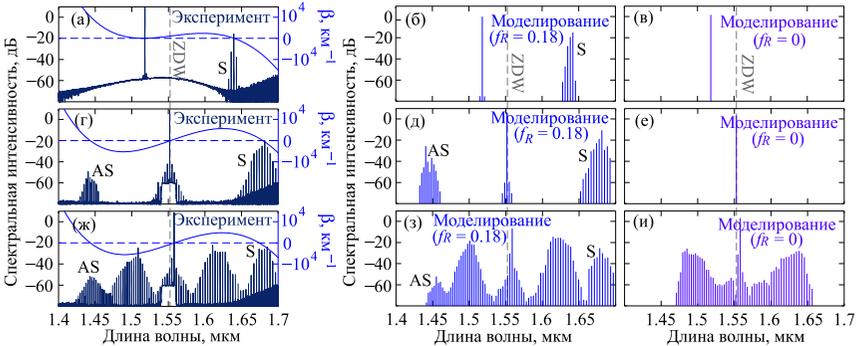


Рисунок 16. Оптические спектры, полученные в результате исследования механизмов формирования керровских и рамановских частотных гребенок в кварцевой микросфере с $d \sim 170$ мкм: экспериментальные (а, г, ж; левые оси), смоделированные с учетом рамановской нелинейности (б, д, з) и смоделированные без учета рамановской нелинейности (в, е, и). Постоянные распространения β для демонстрации условий фазового синхронизма между рамановскими стоксовыми («S») и антистоксовыми («AS») компонентами (а, г, ж; правые оси). Вертикальные пунктирные линии указывают рассчитанные ZDW. (а, б, в) $\lambda_p = 1,518$ мкм в области нормальной дисперсии; (г, д, е) $\lambda_p = 1,552$ мкм вблизи ZDW; (ж, з, и) $\lambda_p = 1,558$ мкм в области малой аномальной дисперсии.

При длине волны накачки в области аномальной дисперсии на достаточном удалении от ZDW могут реализовываться различные режимы генерации гребенок в зависимости от параметров и способа их возбуждения [63,70,71]. Например, могут формироваться диссипативные керровские солитоны [61,63] или так называемые «паттерны Тьюринга» [70].

Исследована возможность генерации частотных гребенок с межмодовыми расстояниями, соответствующими $N \cdot \text{FSR}$ ($N = 3, 5, 6, 8$) (FSR – free spectral range, свободный спектральный диапазон) [A19]. Во временном представлении такие гребенки соответствуют N импульсам («паттернам Тьюринга»), находящимся в резонаторе (рис. 17). Управлять параметром N можно с помощью отстройки и мощности накачки. Небольшая спектральная асимметрия (рис. 17, 1й и 2й столбцы) объясняется влиянием кубичной дисперсии [A19]. Влияние рамановской нелинейности здесь не важно [A19].

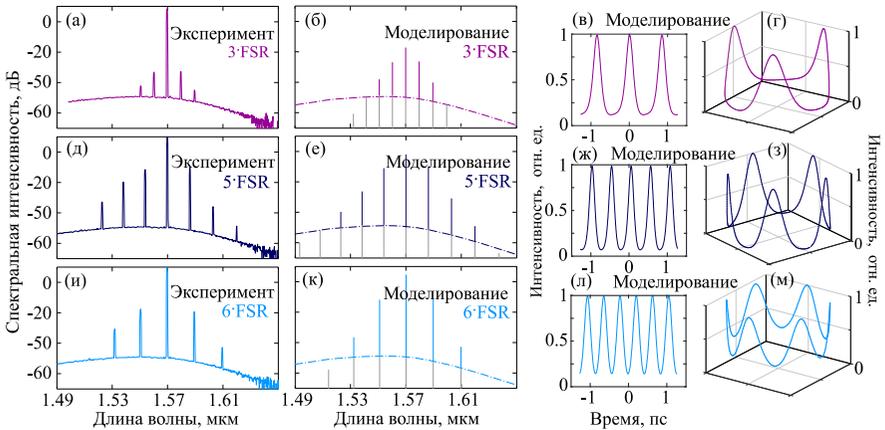


Рисунок 17. Экспериментальные спектры частотных гребенок с межмодовым расстоянием 3-FSR(а), 5-FSR (д), 6-FSR (и); соответствующие спектры, полученные в результате моделирования при $\Delta=1.7$ (б), $\Delta=0.5$ (е), $\Delta=-1.5$ (к); их временные структуры (в,ж,л) и 3D представления (г,з,м).

4.2. Генерация оптических частотных гребенок в кварцевых микросферах для телекоммуникационных приложений

В предыдущем пункте обсуждалась возможность генерации оптических частотных гребенок в кварцевых микросферах. В данном пункте рассматривается прикладной аспект этой проблемы – их оптимизация для телекоммуникационных систем с разделением по длинам волн WDM-PON. Использование микросфер потенциально ведет к значительному удешевлению WDM-PON систем, в настоящее время преимущественно использующих массивы лазеров на разнесенных длинах волн. Отметим, что ранее для WDM-PON показана возможность применения частотных гребенок, генерируемых в кольцевых микрорезонаторах на чипе (например, [16]), а экспериментальная возможность использования кварцевых микросфер в телекоммуникациях в качестве источника многоканального излучения продемонстрирована впервые в [A23]. Возможность настройки параметров оптической гребенки, генерируемой в микросфере, посредством относительного изменения положения мик-

росферы и растянутого волокна делает систему более гибкой в отличие от резонаторов на чипе, в которых параметры не регулируются. Современные технологии позволяют выполнить надежную упаковку кварцевого микрорезонатора с подведенным растянутым волокном, тем самым обеспечивая стабильность работы системы.

Показано, что для кварцевых микросфер с $d \sim 165$ мкм и $d \sim 328$ мкм значения свободного спектрального диапазона составляют ~ 400 ГГц и ~ 200 ГГц соответственно ($M \times 100$ ГГц, где $M = 4$ и 2) [A21, A22], что удовлетворяет рекомендации ITU-T G.694.1 (<https://www.itu.int/rec/T-REC-G.694.1/en>) относительно спектральной сетки для телекоммуникационных систем WDM-PON. Поэтому частотные гребенки, сгенерированные с данными межмодовыми интервалами, представляют значительный прикладной интерес.

Проведено детальное теоретическое исследование генерации частотных гребенок в микросфере с $FSR = 200$ ГГц [A21]. Показано, что в S -диапазоне дисперсия аномальная: $\beta_2 \sim -10$ пс²/км для $d = 328$ мкм. Также исследовано влияние термооптических эффектов на сдвиг МШГ и FSR в рамках специально разработанной модели [A21, A25]. Сдвиги резонансных частот МШГ и FSR являются почти линейными функциями температуры. При повышении температуры на 60 °C собственные частоты МШГ уменьшаются на 100 ГГц, но FSR уменьшается лишь на 0.1 ГГц. Термооптический эффект позволяет выполнить привязку линии гребенки к нужной частоте (например, 193.1 ТГц), используя подстройку с помощью изменения температуры. В данных микросферах теоретически исследована возможность генерации гребенок в режиме диссипативных керровских солитонов. Рассмотрен диапазон Δ , в котором могут существовать стабильные солитоны. При изменении Δ от 10 до 70 ширина спектра на уровне -30 дБ увеличивается с ~ 3.8 ТГц до 8.8 ТГц, а длительность солитона сокращается с 379 фс до 169 фс [A21]. Спектры диссипативных солитонов асимметричны относительно частоты накачки 193.1 ТГц (рис. 18(а)) из-за влияния рамановской нелинейности [A21].

Далее, используя 4 гармоники частотной гребенки при $\Delta = 50$ (рис. 18(б)), на основе моделирования в программе VPI photonics была показана возможность их применения для $4x$ -канальной системы передачи данных с модуляцией интенсивности и прямым обнаружением (IM/DD WDM-PON) с рабочей скоростью передачи данных 10 Гбит/с на канал для волоконно-оптических линий на основе SMF длиной до 60 км [A21]. Смоделированные глазковые диаграммы для 20 км и 60 км показаны на рис. 18(в,г).

Также в результате моделирования была показана возможность применения экспериментальной частотной гребенки с межканальным интервалом 393 ГГц (рис. 18(д)), сгенерированной в микросфере с $d = 168$ мкм, для $4x$ -канальной системы передачи данных IM/DD WDM-PON со скоростью 10 Гбит/с в каждом канале [A22]. Гребенка генерировалась при λ_p вблизи ZDW (рис. 18(д)), и для моделирования использовались ± 1 и ± 2 линии (относительно λ_p) [A22]. На рис. 18(е) показана глазковая диаграмма после 40 км.

Следует отметить, что в [A23] экспериментально реализована 2х канальная WDM-PON длиной 20 км при использовании оптической частотной гребенки с FSR=400 ГГц, сгенерированной в кварцевой микросфере.

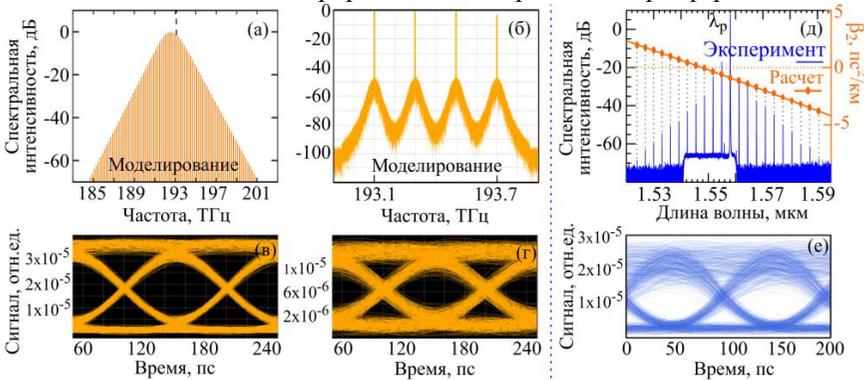


Рисунок 18. Спектр диссипативного керровского солитона с FSR=200 ГГц при $\Delta=50$ (а) и 4 отфильтрованные линии, используемые для моделирования WDM-PON (б). Соответствующие глазковые диаграммы, смоделированные для длины волоконно-оптической линии 20 км (в) и 60 км (г). (д) Спектр экспериментальной оптической гребенки с FSR= 393 ГГц, а также расчетные длины волн МШГ (жирные точки) и дисперсия для микросферы с $d=168$ мкм. Вертикальные пунктирные линии показывают соответствие между расчетными значениями МШГ и линиями гребенки. (е) Глазковая диаграмма, смоделированная для 4х канальной волоконно-оптической линии длиной 40 км при использовании экспериментальной данных, представленных на рис. (д).

4.3. Генерация диссипативных солитонов в полых тонкостенных сферических микрорезонаторах из теллуритных и халькогенидных стекол

В пункте 4.2 рассматривалась возможность генерации диссипативных керровских солитонов в кварцевой микросфере в телекоммуникационном диапазоне [A21]. На этом же механизме при использовании подходящих источников накачки и микрорезонаторов со специальной конструкцией из низкотемпературных стекол можно получить частотные гребенки в среднем ИК.

Впервые предложено использовать полые тонкостенные сферические микрорезонаторы на основе теллуритного $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ и халькогенидного As_2S_3 стекол для генерации оптических частотных гребенок в режиме диссипативных солитонов при накачке на длинах волн 2.3 мкм [A24] и 3.5 мкм [A26] соответственно (рис. 19(а)). В таких резонаторах поле моды сильно локализовано (рис. 19(б)), и за счет волноводного вклада можно эффективно сместить ZDW в более коротковолновый диапазон относительно ZDW стекла (аналогично случаю микроструктурированных волокон, рассмотренному в главах 1 и 2). Управление дисперсией производится с помощью двух параметров – диаметра микросферы и ее толщины [A24,A26]. Теоретически показано, что при оптимальных параметрах системы могут быть получены час-

тотные гребенки со спектральными ширинами 200 нм и >700 нм на уровне – 30 дБ в $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ [A24] и As_2S_3 [A26] резонаторах соответственно (рис. 19(г,е)). Во временном представлении этим гребенкам соответствуют УКИ длительностью 130 фс и <100 фс соответственно и частотой повторения несколько сотен ГГц (рис. 19(д,ж)) [A24,A26].

Следует отметить, что современные технологии позволяют создавать полые сферические микрорезонаторы с микронной и субмикронной толщиной на основе различных стекол [72,73]. К настоящему времени экспериментально продемонстрированы оптические частотные гребенки в полых кварцевых микросферах (например, в [72]) и микролазеры на основе полых теллуритных микросфер, легированных ионами Er^{3+} [73], что позволяет надеяться на экспериментальную реализацию предложенных в данной работе схем.

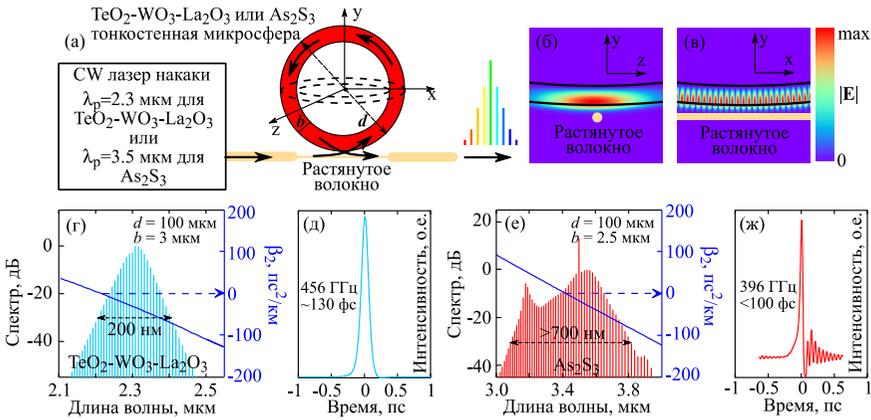


Рисунок 19. (Численное моделирование). Рассмотренная схема для генерации диссипативных солитонов в тонкостенной микросфере (а) и распределение поля фундаментальной МШГ в ней (б,в). Спектр ((г), левая ось) и временная структура (д) диссипативного солитона в оптимизированной микросфере из стекла $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ при накачке на 2.3 мкм. То же для As_2S_3 микросферы при накачке на 3.5 мкм ((е), левая ось и (ж)). Соответствующие дисперсии микросфер ((г), правая ось) и ((е), правая ось).

4.4. Рамановская генерация в микросферах из стекла As_2S_3

Рамановская генерация в халькогенидных микросферах потенциально может быть получена в среднем ИК-диапазоне, однако даже в телекоммуникационном диапазоне микросферы из стекла As_2S_3 могут иметь определенные преимущества. Максимум функции рамановского отклика для стекла As_2S_3 расположен на частоте $f_{\text{As}_2\text{S}_3} = 10.3$ ТГц, что позволяет при накачке в С-диапазоне получать генерацию в L-диапазоне. В кварцевых микросферах, накачиваемых в С-диапазоне, наблюдается генерация в более длинноволновом U-диапазоне и далее [A16], поскольку максимум функции рамановского отклика расположен на частоте 13.2 ТГц. Ширина полосы рамановского уси-

ления для стекла As_2S_3 в два раза уже по сравнению с плавленым кварцем, что является преимуществом при разработке одномодовых рамановских микроразеров, так как в полосе усиления находится меньшее количество МШГ. Одномодовая рамановская генерация в As_2S_3 микросферах была экспериментально достигнута в [A27,A28], в то время как о многомодовой генерации, в том числе каскадной, сообщалось ранее работах [74,75]. При каскадной генерации вначале происходит формирования рамановского излучения 1го порядка (на частоте, сдвинутой относительно накачки на величину $-f_{As_2S_3}$), которое служит накачкой для излучения 2го порядка (на частоте, сдвинутой относительно накачки на $-2 \cdot f_{As_2S_3}$), затем излучение 2го порядка является накачкой для 3го порядка и т.д.

Впервые в микросферах из стекла As_2S_3 получена одномодовая рамановская генерация, перестраиваемая в широком диапазоне длин волн, за счет перестройки частоты накачки [A27]. Выбраны микросферы с малым диаметром ~ 34 мкм, поскольку для них межмодовое расстояние достаточно большое (~ 1.15 ТГц для фундаментального семейства ТЕ мод), что способствует лучшей селекции мод. При перестройке длины волны накачки в диапазоне $\lambda_p = 1.522-1.574$ мкм продемонстрирована одномодовая рамановская генерация с перестройкой длины волны в диапазоне $\lambda_{Ram} = 1.610-1.663$ мкм. Экспериментальные и численные результаты совпадают (рис. 20 (а,б)) [A27].

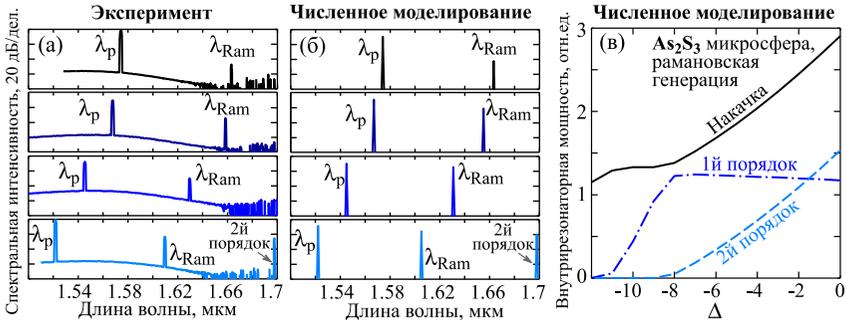


Рисунок 20. Спектры перестраиваемой одномодовой рамановской генерации: (а) экспериментальные; (б) полученные в результате численного моделирования. (в) Теоретическая зависимость внутрирезонаторных мощностей от Δ .

Теоретически исследовано влияние параметра отстройки Δ на процесс рамановской генерации (рис. 20(в)). Показано, что в зависимости от Δ может наблюдаться генерация разного числа рамановских порядков (каскадов). Для значения безразмерной мощности $X = 200$ в случае точного резонанса ($\Delta = 0$) в результате численного моделирования продемонстрирована одномодовая генерация двух порядков. При уменьшении Δ мощность рамановской волны 2го порядка начинает уменьшаться, а мощность рамановской волны 1го порядка практически не изменяется. Когда генерация второго порядка оказывается под порогом, мощность рамановской волны 1го порядка начинает па-

дать, пока тоже не окажется под порогом [A27]. Объяснение связано с тем, что внутрирезонаторная мощность на длине волны накачки зависит от Δ даже при «выключенном» рамановском рассеянии (мощность больше для $\Delta=0$, чем для $\Delta<0$ [67]). С уменьшением Δ эта мощность будет монотонно уменьшаться, тем самым влияя на мощность рамановской генерации.

4.5. Лазерная генерация в микросферах из теллуридных стекол, легированных ионами Tm^{3+} и Er^{3+}

Микролазеры, генерирующие на различных излучательных переходах РЗИ, могут быть описаны системой обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка по времени [76]. Наиболее распространенный способ анализа таких микролазеров – численное решение динамической системы (обычно методом Рунге-Кутты). Стационарное решение может быть найдено путем моделирования динамики лазера в течение длительного времени, достаточного для затухания релаксационных колебаний [76]. Однако из-за большого количества МШГ, попадающих в полосу усиления активного иона, динамическая система содержит очень большое количество связанных уравнений, решение которых может занять много времени, особенно для многих реализаций с различными параметрами. При рассмотрении генерации непрерывного излучения при непрерывной накачке решение может быть найдено путем решения системы многих нелинейных алгебраических уравнений (количество уравнений – порядка числа мод), полученных при $d/dt=0$. В данной работе при рассмотрении стационарной генерации предложен другой полуаналитический метод, позволяющий решать только одно алгебраическое уравнение, но много раз, используя полный перебор по всем модам, и найти устойчивые режимы генерации непрерывного излучения [A29-A31].

В разработанной автором модели используются скоростные уравнения на населенности уровней [45], уравнения, описывающие внутрирезонаторные поля на длинах волн накачки и потенциально возможного сгенерированного излучения, а также соотношения для скоростей вынужденных переходов, коэффициентов усиления, коэффициентов ввода-вывода излучения. Основная идея предложенного метода в следующем. Поочередно полным перебором рассматривается каждая мода из полосы усиления РЗИ, и для нее получается только одно алгебраическое уравнение (например, на населенность определенного уровня, а другие величины выражаются через найденную величину) [A29-A31]. Если возможны излучательные переходы на нескольких переходах, то рассматриваются все возможные комбинации в предположении, что на каждом переходе происходит генерация не более чем одной моды [A29]. В этом случае получается тоже только одно алгебраическое уравнение для каждой гипотетически возможной комбинации. Затем проверяется устойчивость решения для каждого случая [A29].

Данная модель применена для описания лазерной генерации в теллуритных микросферах, легированных Tm^{3+} и Er^{3+} . Проверено для очень большого количества случаев, что существует только одно устойчивое решение для заданного набора параметров (при малом и умеренном превышении порогов).

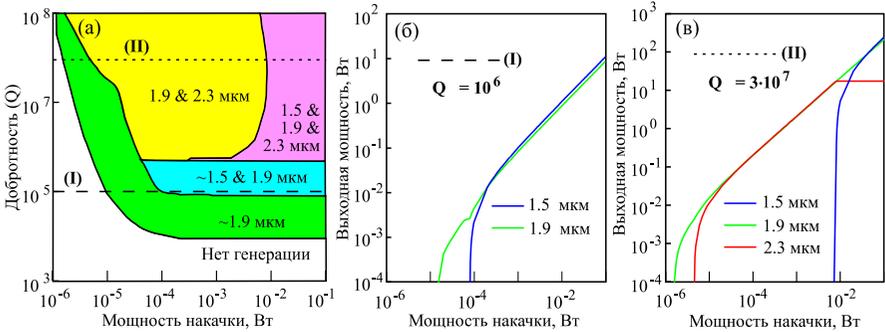


Рисунок 21. (а) Диаграмма режимов лазерной генерации в сплошных микросферах из теллуритного стекла, легированного Tm^{3+} , при $\lambda_p = 792$ нм. Зависимости мощностей выходного лазерного излучения от мощности накачки для $Q=10^6$ (б) и $Q = 3 \cdot 10^7$ (в).

Предложены и теоретически исследованы многоцветные микролазеры, генерирующие одновременно на различных излучательных переходах иона Tm^{3+} в теллуритном стекле, при накачке на 792 нм [A29]. В модели учтены все фундаментальные МШГ в полосах усиления: ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$, ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ и ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_5$ на длинах волн ~ 1.9 мкм, ~ 1.5 мкм и ~ 2.3 мкм соответственно (рис. 1(а,б)). Рассмотрены различные значения собственной добротности Q и мощности накачки. Установлено, что в зависимости от этих параметров возможны следующие режимы генерации: одноцветная генерации на длине волн ~ 1.9 мкм, двухцветная генерация на длинах волн ~ 1.9 и 1.5 мкм и на ~ 1.9 и 2.3 мкм и трехцветная генерация на ~ 1.9 , 1.5 и 2.3 мкм (рис. 21(а)) [A29]. Показано, что при добротности ниже $\sim 3 \cdot 10^5$ генерация не наблюдается (при концентрации ионов $Tm^{3+} 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Первый порог лазерной генерации достигается для длины волны 1.9 мкм при $Q > 3 \cdot 10^5$. Для достаточно высокого значения добротности второй порог наблюдался для длины волн ~ 1.5 мкм или ~ 2.3 мкм. Если для определенной добротности двухцветная генерация возникла на ~ 1.9 и 1.5 мкм, то при дальнейшем увеличении мощности накачки не происходит качественного изменения в поведении системы (генерация на 2.3 мкм не возникает) (рис. 21(б)). Следует отметить, что эти результаты согласуется с экспериментальными данными, полученными различными научными группами [77,78]. Если при определенной добротности двухцветная генерация возникла на ~ 1.9 и 2.3 мкм, то дальнейшее увеличение мощности накачки приводит к достижению третьего порога генерации на ~ 1.5 мкм. При этом в системе наблюдается трехцветная генерация на ~ 1.9 , 1.5 и 2.3 мкм (рис. 21(а,в)). После публикации теоретической статьи [A29], впервые была экспе-

риментально продемонстрирована двухцветная генерация на 1.9 и 2.3 мкм в Tm-легированной фторотеллуридной микросфере [79], тем самым подтверждая работоспособность предложенных автором микролазеров [A29].

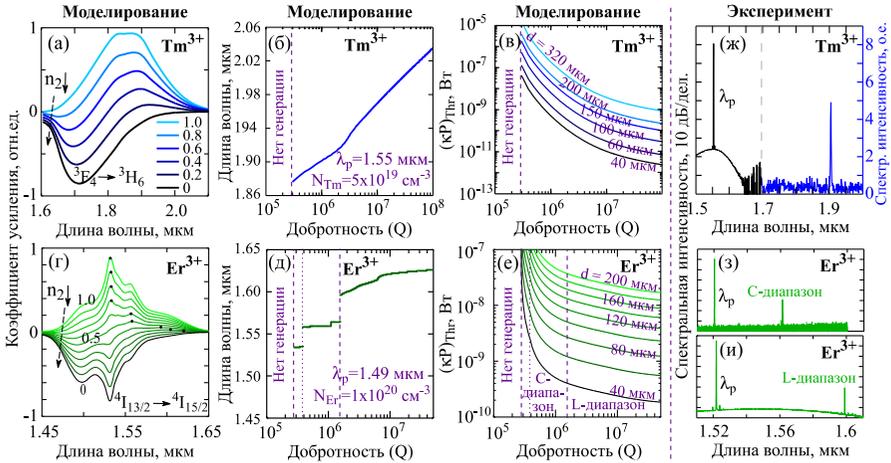


Рисунок 22. Зависимости коэффициентов усиления от длины волны для теллуридного стекла: легированного Tm^{3+} на переходе ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ (а) и легированного Er^{3+} на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (г) при разных населенностях n_2 лазерного уровня. Рассчитанные длины волн лазерной генерации в теллуридных микросферах в зависимости от добротности при легировании Tm^{3+} (б) и Er^{3+} (д). Пороговые значения накачки, умноженной на коэффициент связи, необходимые для лазерной генерации для разных диаметров d при $\lambda_p = 1.55$ мкм для Tm^{3+} (в) и $\lambda_p = 1.49$ мкм для Er^{3+} (е). Экспериментальные спектры, демонстрирующие лазерную генерацию: в Tm^{3+} микросфере (ж) и в Er^{3+} микросфере в С-диапазоне (з) и L-диапазоне (и).

Разработанный полуаналитический метод также применен к анализу непрерывной лазерной генерации в микросферах из теллуридного стекла при “in-band” накачке: 1) при легировании ионами Tm^{3+} на переходе ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ (рис. 22(а-в)) [A30]; 2) при легировании ионами Er^{3+} на переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (рис. 22(г-е)) [A31]. При анализе варьировалась концентрация РЗИ (N_{Tm} или N_{Er}), диаметры микросфер, добротности и мощности накачки. Рассчитанные профили коэффициента усиления от длины волны при различных населенностях n_2 верхнего лазерного уровня демонстрируют, что при уменьшении n_2 длина волны, соответствующая максимуму функции усиления: 1) плавно увеличивается в случае Tm^{3+} (рис. 22(а)) [A30]; 2) помимо участков плавного увеличения, также содержит скачки в случае Er^{3+} (рис. 22(г)) [A31]. Установлено, что длина волны генерации не зависит от размера микросферы и мощности накачки в данной модели, а зависит от добротности (при фиксированной концентрации РЗИ). При низких значениях добротности требуется более высокая мощность накачки, поэтому населенность верхнего лазерного уровня довольно высокая, и максимальное усиление достигается на более коротких

длинах волн вблизи максимума сечения эмиссии. При увеличении добротности длина волны лазерной генерации растет: плавно в случае Tm^{3+} (рис. 22(б)) [A30] и с наличием скачков из С-диапазона в L-диапазон в случае Er^{3+} (рис. 22(д)) [A31]. Установлено, что порог генерации определяется как добротностью, так и диаметром микросферы. Чем меньше диаметр микросферы (т.е. чем меньше эффективный объем моды) и чем выше добротность (т.е. чем меньше потери), тем ниже порог (рис. 22(в,е)) [A30,A31].

Представленные теоретические результаты при “in-band” накачке хорошо согласуются с экспериментальными данными как для Tm^{3+} [A30], так и для Er^{3+} [A31]. В случае Er^{3+} экспериментально реализованы режимы переключения длины волны генерации между С- и L-диапазонами при изменении нагруженной добротности путем регулировки расстояния от микросферы до растянутого волокна (т.е. регулировкой коэффициента связи) [A31].

Разработанная теоретическая модель имеет широкую область применимости. Ее можно использовать для моделирования микролазеров на основе различных стеклянных матриц, легированных различными РЗИ. Модель хорошо работает при небольшом превышении над порогом.

4.6. Заключение к главе 4.

Выполнены детальные исследования процессов, обусловленных керровской и рамановской нелинейностями, в кварцевых микросферах при накачке в областях нормальной и аномальной дисперсии, а также вблизи ZDW.

При накачке в области нормальной дисперсии ($\lambda_p < ZDW$) достигнуты новые режимы генерации рамановских частотных гребенок с солитоноподобным спектром как в одном, так и в двух разных семействах мод. Впервые теоретически обнаружено, что рамановские гребенки, формируемые в аномальной области дисперсии при накачке в нормальной области дисперсии, при определенных параметрах системы являются солитонами.

Показана возможность перестройки длины волны рамановской генерации при перестройке λ_p . Показано, что при $\lambda_p > ZDW$ могут формироваться «паттерны Тьюринга» – гребенки с межмодовыми расстояниями N -FSR, во временном представлении соответствующие N импульсам в резонаторе.

Показана возможность применения гармоник оптических частотных гребенок, сгенерированных в кварцевых микросферах, в качестве источников многоканального лазерного излучения в пассивных оптических сетях с мультиплексированием с разделением по длине волны (WDM-PON).

Предложено использовать полые тонкостенные сферические микрорезонаторы на основе теллуритного $TeO_2-WO_3-La_2O_3$ и халькогенидного As_2S_3 стекол с управляемой дисперсией для генерации частотных гребенок в режиме диссипативных солитонов при накачке на длинах волн 2.3 мкм и 3.5 мкм.

Впервые в микросферах из стекла As_2S_3 получена одномодовая рамановская генерация, перестраиваемой в широком диапазоне длин волн, за счет

перестройки частоты накачки, а также исследовано влияние отстройки накачки от точного резонанса на процесс каскадной генерации.

Предложен простой полуаналитический метод для описания непрерывной лазерной генерации в микрорезонаторах, легированных РЗИ, с учетом конкуренции мод, попадающих в полосы усиления активного иона. С применением этого метода исследована лазерная генерация в теллуридных микросферах, легированных Tm^{3+} и Er^{3+} . Теоретические результаты при “in-band” накачке подтверждены в эксперименте. Впервые теоретически исследована возможность многоцветной лазерной генерации в микросферах, легированных Tm^{3+} , одновременно на различных лазерных переходах. Показано, что в зависимости от добротности резонатора и мощности накачки возможны следующие режимы: генерация на длине волны ~ 1.9 мкм, двухцветная генерация на ~ 1.9 и 1.5 мкм и на ~ 1.9 и 2.3 мкм и трехцветная генерация на ~ 1.9 , 1.5 и 2.3 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем.

1. Продемонстрированы широкополосное лазерное усиление и лазерная генерация на длинах волн ≥ 2.3 мкм в волокнах из теллуридных стекол, легированных редкоземельными ионами: на длине волны 2.3 мкм в волокнах, легированных ионами Tm^{3+} , и в диапазоне $2.7-2.8$ мкм в волокнах, легированных ионами Er^{3+} . Теоретически показана возможность создания лазерных источников мощностью ~ 1 Вт на длине волны 2.3 мкм.

2. Показана возможность создания источников широко перестраиваемых солитонных импульсов в диапазоне длин волн от 2 мкм до >4 мкм на основе микроструктурированных волокон из теллуридного стекла $TeO_2-WO_3-La_2O_3$ с тонкой сердцевинной, окруженной воздушными отверстиями, в которых достигается два значения длины волны нулевой дисперсии (ZDW). Первое значение ZDW расположено в ближнем ИК диапазоне, а второе в диапазоне $3-5$ мкм. Максимальная центральная длина волны солитонов определяется второй ZDW. При приближении длины волны солитона ко второй ZDW происходит излучение находящихся в синхронизме дисперсионных волн.

3. Показано, что в халькогенидных волокнах со специальными конструкциями, позволяющими получить два значения ZDW, при накачке УКИ на длине волны 2 мкм могут быть сгенерированы суперконтинуумы со спектральной шириной 3 октавы и более: в диапазоне $1-8$ мкм в сплошных волокнах с сердцевинной из стекла $Te-As-Se$ и оболочкой из стекла $As-S$, а также в диапазоне $1-10$ мкм в волокнах из стекла $As-Se$ с тонкой сердцевинной, окруженной воздушными отверстиями.

4. Показано, что в халькогенидных волокнах, легированных Pr^{3+} , Tb^{3+} или Dy^{3+} , возможно широкополосное лазерное усиление УКИ со спектральным ограничением ~ 100 фс в среднем ИК диапазоне при непрерывной оптической накачке в ближнем ИК диапазоне. При легировании Pr^{3+} и Tb^{3+} дости-

гаемая энергия усиленных в диапазоне 4-5 мкм импульсов на порядок больше, чем при легировании Dy^{3+} для тех же концентраций активных ионов, мощностей накачки, параметров волокон и частот повторения импульсов.

5. Предложен, разработан и исследован метод нахождения профиля интенсивности и фазы УКИ на основе измерения трех спектров: фундаментального (исходного) спектра импульса и двух дополнительных спектров, полученных в результате преобразования исходного импульса в нелинейных волокнах (или других элементах) с керровской нелинейностью для различных значений B -интеграла. Метод позволяет восстанавливать УКИ длительностью от ~ 20 фс до ~ 100 пс в широком частотном диапазоне от видимого до среднего ИК. В предложенном методе отсутствуют неоднозначности при восстановлении фазы, связанные с выбором ее знака, направлением временной оси, неопределенностью в точках с нулевой спектральной интенсивностью.

6. С помощью разработанного оригинального метода с использованием отрезков кварцевых и теллуритных волокон в качестве нелинейных элементов измерены различные импульсы, включая последовательности УКИ с заранее известными особенностями и УКИ в режиме одиночного импульса. Результаты подтверждены независимыми измерениями методом SHG FROG.

7. Детально исследованы процессы, обусловленные керровской и рамановской нелинейностями, в кварцевых микросферах при накачке в областях нормальной и аномальной дисперсии, а также вблизи ZDW. (i) При накачке в области нормальной дисперсии обнаружены новые режимы генерации рамановских гребенок, соответствующих солитонам. (ii) Достигнута одномодовая рамановская генерация, перестраиваемая в диапазоне 1.631-1.685 мкм, при перестройке накачки в диапазоне 1.52-1.57 мкм. (iii) Исследована генерация «паттернов Тьюринга», соответствующих N импульсам в резонаторе.

8. Показана возможность применения оптических частотных гребенок, сгенерированных в кварцевых микросферах, в качестве источников многоканального лазерного излучения в пассивных оптических сетях с мультиплексированием с разделением по длине волны (WDM-PON).

9. Предложено использовать полые тонкостенные сферические микрорезонаторы на основе теллуритного $TeO_2-WO_3-La_2O_3$ и халькогенидного As_2S_3 стекол со смещенной ZDW для генерации оптических частотных гребенок в режиме диссипативных солитонов при накачке на длинах волн 2.3 мкм и 3.5 мкм соответственно. Теоретически показано, что при оптимальных параметрах системы могут быть получены оптические частотные гребенки со спектральными ширинами 200 нм и >700 нм на уровне -30 дБ в $TeO_2-WO_3-La_2O_3$ и As_2S_3 резонаторах соответственно.

10. В микросферах из стекла As_2S_3 достигнута одномодовая рамановская генерация, перестраиваемая в широком диапазоне длин волн 1.610-1.662 мкм, за счет перестройки длины волны накачки в диапазоне 1.522-1.574 мкм. Теоретически исследовано влияние отстройки накачки от точного резонанса на процесс рамановской генерации. Показано, что в зависимости от отстройки

может наблюдаться генерация разного числа рамановских порядков с разной мощностью.

11. Предложен простой полуаналитический метод для описания непрерывной лазерной генерации в микрорезонаторах, легированных РЗИ, с учетом конкуренции мод. С помощью данного метода исследована генерация в теллуридных микросферах, легированных ионами Tm^{3+} и Er^{3+} . Установлено, что при накачке легированных Tm^{3+} микросфер на длине волны 792 нм в зависимости от добротности и мощности накачки возможны следующие режимы: одноцветная генерация на длине волны ~ 1.9 мкм, двухцветная генерация на ~ 1.9 и 1.5 мкм и на ~ 1.9 и 2.3 мкм и трехцветная генерация на ~ 1.9 , 1.5 и 2.3 мкм. Показано, что при “in-band” накачке в микросферах, легированных ионами Tm^{3+} и Er^{3+} на переходах ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ и ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ соответственно, пороговые мощности накачки определяются как добротностью, так и диаметром микросферы, а длины волн генерации вблизи порога определяются добротностью и не зависят от диаметра (при выбранной концентрации РЗИ).

Таким образом, результаты диссертационной работы открывают новые возможности создания лазерных систем с управляемыми параметрами на основе нелинейно-оптических и лазерных процессов в специальных волокнах и микрорезонаторах в малоосвоенных спектральных диапазонах, в том числе на длинах волн 2.3 мкм, 2.7-2.8 мкм, 3-5 мкм. Также результаты работы перспективны для использования в телекоммуникационных приложениях. Дальнейшая разработка темы связана с экспериментальной реализацией и оптимизацией предложенных источников, а также с развитием и применением предложенных методов управления и характеристики оптического излучения в различных лазерных системах.

Список литературы

1. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics, 6th ed. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier, 2019. 770 p.
2. Городецкий М. Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М: ФИЗМАТЛИТ, 2011. 416 с.
3. He L., Özdemir Ş. K., Yang L. Whispering gallery microcavity lasers // Laser Photonics Rev. 2013. V. 7, № 1. P. 60-82.
4. Winzer P. J., Neilson D. T., Chraplyvy A. R. Fiber-optic transmission and networking: the previous 20 and the next 20 years [Invited] // Opt. Express. 2018. V. 26, №18. P. 24190-24239.
5. Shi W., Fang Q., Zhu X., Norwood R. A., Peyghambarian N. Fiber lasers and their applications [Invited] // Appl. Opt. 2014. V. 53, №28. P. 6554-6568.
6. Fedorov A. K., Akimov A. V., Biamonte J. D., Kavokin A. V., Khalili F. Y., Kiktenko E. O., Kolachevsky N. N., Kurochkin Y. V., Lvovsky A. I., Rubtsov A. N., Shlyapnikov G. V., Straupe S. S., Ustinov A. V., Zheltikov A. M. Quantum technologies in Russia // Quantum Sci. Technol. 2019. V. 4, №4. P. 040501.

7. *Dudley J. M., Genty G., Coen S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78, №4. P. 1135–1184.*
8. *Желтиков А. М. Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами // УФН. 2006. Т. 76, №6. С. 623-649.*
9. *Foreman M. R., Swaim J. D., Vollmer F. Whispering gallery mode sensors // Adv. Opt. Photonics. 2015. V. 7, №2. P. 168-240.*
10. *Pöllinger M., Rauschenbeutel A. All-optical signal processing at ultra-low powers in bottle microresonators using the Kerr effect // Opt. Express. 2010. V. 18 №17. P. 17764-17775.*
11. *Pavlov N. G., Koptyaev S., Lihachev G. V., Voloshin A. S., Gorodnitskiy A. S., Ryabko M. V., Polonsky S. V., Gorodetsky M. L. Narrow-linewidth lasing and soliton Kerr microcombs with ordinary laser diodes // Nat. Photonics. 2018. V. 12, №11. P. 694–698.*
12. *Su J., Goldberg A., Stoltz B. Label-free detection of single nanoparticles and biological molecules using microtoroid optical resonators // Light Sci Appl. 2016. V. 5. P. e16001.*
13. *Strekalov D. V., Marquardt C., Matsko A. B., Schwefel H. G., Leuchs G. Nonlinear and quantum optics with whispering gallery resonators // J. Opt. 2016. V. 18. P. 123002.*
14. *Pasquazi A. et al. Micro-combs: A novel generation of optical sources // Phys. Rep. 2018. V. 729. P. 1-81.*
15. *Schliesser A., Picqué N., Hänsch T. W. Mid-infrared frequency combs // Nat. Photonics. 2012. V. 6, №7. P. 440–449.*
16. *Pfeifle J. et al. Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs // Nat. Photonics. 2014. V. 8. P. 375–380.*
17. *Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. High-power fibre lasers // Nat. Photonics. 2013. V. 7, №11. P. 861–867.*
18. *Churkin D. V., Sugavanam S., Vatik I. D., Wang Z., Podivilov E. V., Babin S. A., Rao Y., Turitsyn, S. K. Recent advances in fundamentals and applications of random fiber lasers // Adv. Opt. Photonics. 2015. V. 7, №3. P. 516-569.*
19. *Février S., Gaponov D. D., Roy P., Likhachev M. E., Semjonov S. L., Bubnov M. M., Dianov E. M., Yashkov M. Yu., Khopin V. F., Salganskii M. Yu., Guryanov A. N. High-power photonic-bandgap fiber laser // Opt. Lett. 2008. V. 33, №9. P. 989-991.*
20. *Bufetov I. A., Melkumov M. A., Firstov S. V., Riumkin K. E., Shubin A. V., Khopin V. F., Guryanov A. N., Dianov E. M. Bi-doped optical fibers and fiber lasers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2014. V. 20, №5. P. 111–125.*
21. *Fotiadi A. A., Zakharov N., Antipov O. L., Mégret P. All-fiber coherent combining of Er-doped amplifiers through refractive index control in Yb-doped fibers // Opt. Lett. 2009. V 34, №22. P. 3574-3576.*
22. *Butov O. V., Rybaltovskiy A. A., Bazakutsa A. P., Golant K. M., Vyatkin M. Yu., Popov S. M., Chamorovskiy Y. K. 1030 nm Yb³⁺ distributed feedback short cavity silica-based fiber laser // J. Opt. Soc. Am. B. 2017. V. 34, №3. A43-A48.*

23. *Andrianov A. V., Kalinin N. A., Koptev M. Yu., Egorova O. N., Kim A. V., Litvak A. G.* High-energy femtosecond pulse shaping, compression, and contrast enhancement using multicore fiber // *Opt. Lett.* 2019. V. 44, №2. P. 303-306.
24. *Bufetov I., Kosolapov A., Pryamikov A., Gladyshev A., Kolyadin A., Krylov A., Yatsenko Y., Biriukov A.* Revolver hollow core optical fibers // *Fibers.* 2018. V. 6, № 2. P. 39.
25. *Tao G. et al.* Infrared fibers // *Adv. Opt. Photonics.* 2015. V. 7. P. 379.
26. *Shiryayev V. S., Churbanov M. F.* Recent advances in preparation of high-purity chalcogenide glasses for mid-IR photonics // *J. Non-Cryst. Solids.* 2017. V. 475. P. 1–9.
27. *Eggleton B. J., Luther-Davies B., Richardson, K.* Chalcogenide photonics // *Nat. Photonics.* 2011. V. 5, № 3. P. 141–148.
28. *Romanova E., Kuzyutkina Y., Shiryayev V., Abdel-Moneim N., Furniss D., Benson T., Seddon A., Guizard S.* Measurement of non-linear optical coefficients of chalcogenide glasses near the fundamental absorption band edge // *J. Non-Cryst. Solids.* 2018. V. 480. P. 13–17.
29. *Trebino R.* Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses. Boston, USA: Kluwer Academic, 2000. 425 p.
30. *Walmsley I. A., Dorrer C.* Characterization of ultrashort electromagnetic pulses // *Adv. Opt. Photonics.* 2009. V. 1, № 2. P. 308-437.
31. *Miranda M. et al.* Characterization of broadband few-cycle laser pulses with the d-scan technique // *Opt. Express.* 2012. V. 20, № 17. P. 18732-18743.
32. *Monat C. et al.* Integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in a silicon photonic crystal waveguide // *Nat. Commun.* 2014. V. 5. P. 3246.
33. *Churkin D. V., Sugavanam S., Tarasov N., Khorev S., Smirnov S. V., Kobtsev S. M., Turitsyn S. K.* Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers // *Nat. Commun.* 2015. V. 6. P. 7004.
34. *Zhu X., Zhu G., Wei C., Kotov L. V., Wang J., Tong M., Norwood R. A., Peyghambarian N.* Pulsed fluoride fiber lasers at 3 μm [Invited] // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2017. V. 34, №3. A15-A28.
35. *Denker B. I., Dorofeev V. V., Galagan B. I., Koltashev V. V., Motorin S. E., Plotnichenko V. G., Sverchkov S. E.* 2.3 μm laser action in Tm^{3+} -doped tellurite glass fiber // *Las. Phys. Lett.* 2019, V. 16, №1. P. 015101.
36. *Муравьев С. В., Дорофеев В. В., Колташев В. В., Ким А. В.* Лазерная генерация на длине волны 2,718 нм в активном теллуридном световоде // *Фотон-экспресс.* 2019. № 6. С. 216-217.
37. *Shen M., Furniss D., Farries M., Jayasuriya D., Tang Z., Sojka L., Sujecki S., Benson T. M., Seddon A. B.* Experimental observation of gain in a resonantly pumped Pr^{3+} -doped chalcogenide glass mid-infrared fibre amplifier notwithstanding the signal excited-state absorption // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 11426.
38. *Shiryayev V. S., Sukhanov M. V., Velmuzhov A. P., Karaksina E. V., Kotereva T. V., Snopatin G. E., Denker B. I., Galagan B. I., Sverchkov S. E.,*

Koltashev V. V., Plotnichenko V. G. Core-clad terbium doped chalcogenide glass fiber with laser action at 5.38 μm // *J. Non-Cryst. Solids*. 2021. V. 567. P. 120939.

39. *Petersen C. R. et al.* Mid-infrared supercontinuum covering the 1.4–13.3 μm molecular fingerprint region using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre // *Nat. Photonics*. 2014. V. 8, № 11. P. 830–834.

40. *Bernier M., Fortin V., El-Amraoui M., Messaddeq Y., Vallée R.* 3.77 μm fiber laser based on cascaded Raman gain in a chalcogenide glass fiber // *Opt. Lett.* 2014. V. 39, № 7. P. 2052–2055.

41. *Churbanov M. F., Denker B. I., Galagan B. I., Koltashev V. V., Plotnichenko V. G., Sukhanov M. V., Sverchkov S. E., Velmuzhov A. P.* First demonstration of ~ 5 μm laser action in terbium-doped selenide glass // *Appl. Phys. B*. 2020. V. 126. P. 117.

42. *Baudin K., Audo F., Finot C.* Fiber-based measurement of temporal intensity and phase profiles of an optical telecommunication pulse through self-phase modulation // *Microw. Opt. Technol. Lett.* 2018. V. 60, №4. P. 882–886.

43. *Lakoba T. I.* Instability analysis of the split-step Fourier method on the background of a soliton of the nonlinear Schrödinger equation // *Numer. Methods Partial Differ. Equ.* 2010, V. 28, №2. P. 641–669.

44. *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов / Пер. с англ. под ред. Дианова Е.М. и Шевченко В.В. М.: Радио и связь. 1987. 656 с.

45. *Svelto O.* Principles of Lasers, 5th ed. New York, USA: Springer Science + Business Media LLC. 2010. 620 p.

46. *Lugiato L. A., Lefever R.* Spatial dissipative structures in passive optical systems // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58, № 21. P. 2209–2211.

47. *Webb K. E., Erkintalo M., Coen S., Murdoch S. G.* Experimental observation of coherent cavity soliton frequency combs in silica microspheres // *Opt. Lett.* 2016. V. 41, №20. P. 4613–4616.

48. *Domachuk P. et al.* Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs // *Opt. Express*. 2008. V. 16, № 10. 7161–7168.

49. *Kedenburg S. et al.* High repetition rate mid-infrared supercontinuum generation from 1.3 to 5.3 μm in robust step-index tellurite fibers // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2017. V. 34, №3. P. 601–607.

50. *Zhang L. et al.* Tunable soliton generation in a birefringent tellurite microstructured optical fiber // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2015. V. 27, №14. P. 1547–1549.

51. *Denker B. I., Dorofeev V. V., Galagan B. I., Motorin S. E., Sverchkov S. E.* 2.3 μm laser potential of TeO_2 based glasses // *Las. Phys.* 2017. V. 27. P. 095801.

52. *Denker B. I., Dorofeev V. V., Galagan B. I., Koltashev V. V., Motorin S. E., Plotnichenko V. G., Sverchkov, S. E.* A 200 mW, 2.3 μm Tm^{3+} -doped tellurite glass fiber laser // *Las. Phys. Lett.* 2020. V. 17, № 9. P. 095101.

53. *Gomes L., Oermann M., Ebendorff-Heidepriem H., Ottaway D., Monro T., Felipe Henriques Librantz A., Jackson S. D.* Energy level decay and excited state

absorption processes in erbium-doped tellurite glass // *J. Appl. Phys.*. 2011. V. 110, №8. P. 083111.

54. *Skryabin D. V., Luan F., Knight J. C., Russell P. St. J.* Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers // *Science*. 2003. V. 301, № 5640. P. 1705–1708.

55. *Biancalana F., Skryabin D. V., Yulin A. V.* Theory of the soliton self-frequency shift compensation by the resonant radiation in photonic crystal fibers // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 70. P. 016615.

56. *Cheng T., Kanou Y., Asano K., Deng D., Liao M., Matsumoto M., Misumi T., Suzuki T., Ohishi Y.* Soliton self-frequency shift and dispersive wave in a hybrid four-hole AsSe₂-As₂S₅ microstructured optical fiber // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104, № 12. P. 121911

57. *Hudson D. D., Antipov S., Li L., Alamgir I., Hu T., Amraoui M. E., Messaddeq Y., Rochette M., Jackson S. D., Fuerbach A.* Toward all-fiber supercontinuum spanning the mid-infrared // *Optica*. 2017. V. 4. P. 1163–1166.

58. *Yao J., Zhang B., Yin K., Yang L., Hou J., Lu Q.* Mid-infrared supercontinuum generation based on cascaded Raman scattering in a few-mode As₂S₃ fiber pumped by a thulium-doped fiber laser // *Opt. Express*. 2016. V. 24, №13. P. 14717–14724.

59. *Quimby R. S., Shaw L. B., Sanghera J. S., Aggarwal, I. D.* Modeling of Cascade Lasing in Dy : Chalcogenide Glass Fiber Laser With Efficient Output at 4.5 μm // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2008. V. 20, №2. pp. 123–125.

60. *Churbanov M. F., Denker B. I., Galagan B. I., Koltashev V. V., Plotnichenko V. G., Sopotin G. E., Sukhanov M. V., Sverchkov S. E., Velmuzhov A. P.* Laser potential of Pr³⁺ doped chalcogenide glass in 5–6 μm spectral range // *J. Non-Cryst. Solids*. 2021. V. 559. P. 120592.

61. *Herr T., Brasch V., Jost J. D., Wang C. Y., Kondratiev N. M., Gorodetsky M. L., Kippenberg T. J.* Temporal solitons in optical microresonators // *Nat. Photonics*. 2014. V. 8. P. 145–152.

62. *Spillane S. M., Kippenberg T. J., Vahala K. J.* Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity // *Nature*. 2002. V. 415. P. 621–623.

63. *Kippenberg T. J., Gaeta A. L., Lipson M., Gorodetsky M. L.* Dissipative Kerr solitons in optical microresonators // *Science*. 2018. V. 361. P. eaan8083.

64. *Cherenkov A. V., Kondratiev N. M., Lobanov V. E., Shitikov A. E., Skryabin D. V., Gorodetsky M. L.* Raman-Kerr frequency combs in microresonators with normal dispersion // *Opt. Express*. 2017. V. 25, №25. P. 31148–31158.

65. *Zhu S. et al.* Controllable Kerr and Raman-Kerr frequency combs in functionalized microsphere resonators // *Nanophotonics*. 2019. V. 8. P. 2321–2329.

66. *Milián C., Gorbach A. V., Taki M., Yulin A. V., Skryabin D. V.* Solitons and frequency combs in silica microring resonators: Interplay of the Raman and higher-order dispersion effects // *Phys. Rev. A*. 2015. V. 92. 033851

67. *Coen S., Erkintalo M.* Universal scaling laws of Kerr frequency combs // *Opt. Lett.* 2013. V. 38, №11. P. 1790–1792.

68. Yang Q.-F., Yi X., Yang K. Y., Vahala, K. Stokes solitons in optical microcavities // *Nat. Phys.* 2017. V. 13. P. 53–57.
69. Babin S. A., Podivilov, E. V. Kharenko, D. S. Bednyakova, A. E. Fedoruk M. P., Kalashnikov V. L., Apolonski A. Multicolour nonlinearly bound chirped dispersive solitons // *Nat. Commun.* 2014. V. 5. P. 4653.
70. Godey C., Balakireva I. V., Coillet A., Chembo, Y. K. Stability analysis of the spatiotemporal Lugiato-Lefever model for Kerr optical frequency combs in the anomalous and normal dispersion regimes // *Phys. Rev. A.* 2014. V. 89. P. 063814.
71. Guo H., Karpov M., Lucas E., Kordts A., Pfeiffer M. H. P., Brasch V., Lihachev G., Lobanov V. E., Gorodetsky M. L., Kippenberg T. J. Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators // *Nat. Phys.* 2017. V. 13. P. 94–102.
72. Li M., Wu X., Liu L., Xu L. Kerr parametric oscillations and frequency comb generation from dispersion compensated silica micro-bubble resonators // *Opt. Express.* 2013. V. 21, № 14. P. 16908-16913.
73. Yu J. et al. A tellurite glass optical microbubble resonator // *Opt. Express.* 2020. V. 28, № 22. P. 32858-32868.
74. Vanier F., Rochette M., Godbout N., Peter Y.-A. Raman lasing in As₂S₃ high-Q whispering gallery mode resonators // *Opt. Lett.* 2013. V. 38. P. 4966-4969.
75. Vanier F., Peter Y.-A., Rochette M. Cascaded Raman lasing in packaged high quality As₂S₃ microspheres // *Opt. Express.* 2014. V. 22, № 23. P. 28731-28739.
76. Min B., Kippenberg T. J., Yang L., Vahala K. J., Kalkman J., Polman A. Erbium-implanted high-Q silica toroidal microcavity laser on a silicon chip // *Phys. Rev. A.* 2004. V. 70, № 3. P. 033803.
77. Sasagawa K. et al. S-band Tm³⁺-doped tellurite glass microsphere laser via a cascade process // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. P. 4325-4327.
78. Wu J., Jiang S., Peyghambarian N. 1.5- μm -band thulium-doped microsphere laser originating from self-terminating transition // *Opt. Express.* 2005. V. 13. P. 10129-10133.
79. Wang P. et al. Tm³⁺-doped fluorotellurite glass microsphere resonator laser at 2.3 μm // *Opt. Lett.* 2020. V. 45, № 13. P. 3553-3556.

Список научных публикаций, в которых изложены основные научные результаты диссертации

- A1. Anashkina E. A. Laser sources based on rare-earth ion doped tellurite glass fibers and microspheres // *Fibers.* 2020. V. 8, № 5. P. 30. Q1
- A2. Anashkina E. A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V., Kim A. V. Toward a mid-infrared femtosecond laser system with suspended-core tungstate–tellurite glass fibers // *Appl. Opt.* 2016. V. 55, № 17. P. 4522-4530. Q1
- A3. Anashkina E. A., Dorofeev V. V., Skobelev S. A., Balakin A. A., Motorin S. E., Kosolapov A. F., Andrianov, A. V. Microstructured fibers based on tellurite

glass for nonlinear conversion of mid-IR ultrashort optical pulses // *Photonics*. 2020. V. 7, № 3. P. 51. Q2

A4. *Koptev M. Yu., Anashkina E. A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V., Kosolapov A. F., Muravyev S. V., Kim A. V.* Widely tunable mid-infrared fiber laser source based on soliton self-frequency shift in microstructured tellurite fiber // *Opt. Lett.* 2015. V. 40, № 17, P. 4094–4097. Q1

A5. *Muravyev S. V., Anashkina E. A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V., Motorin S. E., Koptev M. Y., Kim A. V.* Dual-band Tm³⁺-doped tellurite fiber amplifier and laser at 1.9 μm and 2.3 μm // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 16164. Q1

A6. *Anashkina E. A., Dorofeev V. V., Koltashev V. V., Kim, A. V.* Development of Er³⁺-doped high-purity tellurite glass fibers for gain-switched laser operation at 2.7 μm // *Opt. Mater. Express*. 2017. V. 7, № 12. P. 4337–4351. Q1

A7. *Anashkina E. A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V., Kim A. V., Koltashev V. V., Leuchs G., Motorin S. E., Muravyev S. V., Plekhovich A. D.* Development of infrared fiber lasers at 1555 nm and at 2800 nm based on Er-doped zinc-tellurite glass fiber // *J. Non-Cryst. Solids*. 2019. V. 525. P. 119667. Q1

A8. *Anashkina E. A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V., Muravyev S. V., Koptev M. Y., Sorokin A. A., Motorin S. E., Koltashev V. V., Galagan B. I., Denker B. I.* Two-color pump schemes for Er-doped tellurite fiber lasers and amplifiers at 2.7–2.8 μm // *Las. Phys. Lett.* 2019. V. 16. P. 025107. Q1

A9. *Anashkina E. A., Sorokin A. A., Leuchs G., Andrianov A. V.* Quantum noise squeezing of CW light in tellurite glass fibres // *Results Phys.* 2021. P. 104843. Q1

A10. *Anashkina E. A., Kim A. V.* Numerical simulation of ultrashort mid-IR pulse amplification in praseodymium-doped chalcogenide fibers // *J. Light. Technol.* 2017. V. 35, № 24. P. 5397–5403. Q1

A11. *Anashkina E. A.* Design and numerical modeling of broadband mid-IR rare-earth-doped chalcogenide fiber amplifiers // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2018. V. 30, № 13. P. 1190–1193. Q1

A12. *Karaksina E. V., Shiryaev V. S., Churbanov M. F., Anashkina E. A., Kotereva T. V., Snopatin G. E.* Core-clad Pr(3+)-doped Ga(In)-Ge-As-Se-(I) glass fibers: Preparation, investigation, simulation of laser characteristics // *Opt. Mater.* 2017. V. 72. P. 654–660. Q2

A13. *Anashkina E. A., Andrianov A. V., Corney J. F., Leuchs G.* Chalcogenide fibers for Kerr squeezing // *Opt. Lett.* 2020. V. 45, № 19. P. 5299–5302. Q1

A14. *Anashkina E. A., Shiryaev V. S., Snopatin G. E., Muraviev S. V., Kim A. V.* On the possibility of mid-IR supercontinuum generation in As-Se-Te/As-S core/clad fibers with all-fiber femtosecond pump source. // *J. Non-Cryst. Solids*. 2018. V. 480, P. 38–42. Q1

A15. *Anashkina E. A., Shiryaev V. S., Koptev M. Y., Stepanov B. S., Muravyev S. V.* Development of As-Se tapered suspended-core fibers for ultra-broadband mid-IR wavelength conversion // *J. Non-Cryst. Solids*. 2018. V. 480. P. 43–50. Q1

- A16. *Andrianov A. V., Anashkina E. A.* Single-mode silica microsphere Raman laser tunable in the U-band and beyond // *Results Phys.* 2020. V. 17. P. 103084. Q1
- A17. *Anashkina E. A., Andrianov A. V.* Kerr-Raman optical frequency combs in silica microsphere pumped near zero dispersion wavelength // *IEEE Access.* 2021. V. 9. P. 6729–6734. Q1
- A18. *Andrianov A. V., Anashkina E. A.* Raman-assisted optical frequency combs generated in a silica microsphere in two whispering gallery mode families // *Las. Phys. Lett.* 2021. V. 18, № 2. P. 025403. Q1
- A19. *Anashkina E. A., Bobrovs V., Salgals T., Brice I., Alnis J., Andrianov A. V.* Kerr optical frequency combs with multi-FSR mode spacing in silica microspheres // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2021. V. 33, № 9. P. 453–456. Q1
- A20. *Anashkina E. A., Marisova M. P., Salgals T., Alnis J., Lyashuk I., Leuchs G., Spolitis S., Bobrovs V., Andrianov A. V.* Optical frequency combs generated in silica microspheres in the telecommunication C-, U-, and E-bands // *Photonics.* 2021. V. 8. P. 345. Q2
- A21. *Anashkina E. A., Marisova M. P., Andrianov A. V., Akhmedzhanov R. A., Murnieks R., Tokman M. D., Skladova L., Oladyshkin I. V., Salgals T., Lyashuk I., Sorokin A., Spolitis S., Leuchs G., Bobrovs V.* Microsphere-based optical frequency comb generator for 200 GHz spaced WDM data transmission system // *Photonics.* 2020. V. 7, № 3. P. 72. Q2
- A22. *Spolitis S., Murnieks R., Skladova L., Salgals T., Andrianov A. V., Marisova M. P., Leuchs G., Anashkina E. A., Bobrovs V.* IM/DD WDM-PON communication system based on optical frequency comb generated in silica whispering gallery mode resonator // *IEEE Access.* 2021. V. 9. P. 66335–66345. Q1
- A23. *Salgals T., Alnis J., Murnieks R., Brice I., Porins J., Andrianov A. V., Anashkina E. A., Spolitis S., Bobrovs V.* Demonstration of a fiber optical communication system employing a silica microsphere-based OFC source // *Opt. Express.* 2021. V. 29, № 7. P. 10903-10913. Q1
- A24. *Anashkina E. A., Sorokin A. A., Marisova M. P., Andrianov A. V.* Development and numerical simulation of tellurite glass microresonators for optical frequency comb generation // *J. Non-Cryst. Solids.* 2019. V. 522. P. 119567. Q1
- A25. *Andrianov A. V., Marisova M. P., Dorofeev V. V., Anashkina E. A.* Thermal shift of whispering gallery modes in tellurite glass microspheres // *Results Phys.* 2020. V. 17. P. 103128. Q1
- A26. *Anashkina E. A., Marisova M. P., Sorokin A. A., Andrianov A. V.* Numerical simulation of mid-infrared optical frequency comb generation in chalcogenide As_2S_3 microbubble resonators // *Photonics.* 2019. V. 6. P. 55. Q2
- A27. *Andrianov A. V., Anashkina E. A.* Tunable Raman lasing in an As_2S_3 chalcogenide glass microsphere // *Opt. Express.* 2021. V. 29, P 5580-5587. Q1
- A28. *Andrianov A. V., Anashkina E. A.* L-band Raman lasing in chalcogenide glass microresonator started by thermal mode pulling with auxiliary red diode laser // *Results Phys.* 2021. V. 24. P. 104170. Q1

A29. *Anashkina E. A., Leuchs G., Andrianov A. V.* Numerical simulation of multi-color laser generation in Tm-doped tellurite microsphere at 1.9, 1.5 and 2.3 microns // *Results Phys.* 2020. V. 16. P. 102811. Q1

A30. *Anashkina E. A., Dorofeev V. V., Andrianov A. V.* In-band pumped thulium-doped tellurite glass microsphere laser // *Appl. Sci.* 2021. V.11, P. 5440. Q2

A31. *Anashkina E.A., Andrianov A.V.* Erbium-doped tellurite glass microlaser in C-band and L-band // *J. Light. Technol.* 2021. V. 39. P. 3568–3574. Q1

A32. *Anashkina E. A., Ginzburg V. N., Kochetkov A. A., Yakovlev I. V., Kim A. V., Khazanov E. A.* Single-shot laser pulse reconstruction based on self-phase modulated spectra measurements // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 33749. Q1

A33. *Anashkina E. A., Andrianov A. V., Koptev M. Yu., Kim A. V.* Complete field characterization of ultrashort pulses in fiber photonics // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2018. V. 24, № 3, P. 8700107. Q1

A34. *Anashkina E. A., Koptev M. Y., Andrianov A. V., Dorofeev V.V., Singh S., Lovkesh, Leuchs G., Kim A. V.* Reconstruction of optical pulse intensity and phase based on SPM spectra measurements in microstructured tellurite fiber in telecommunication range // *J. Light. Technol.* 2019. V.37, P. 4375-4381. Q1

A35. *Anashkina E. A., Andrianov A. V., Leuchs G.* Single-shot reconstruction of a subpicosecond pulse from a fiber laser system via processing strongly self-phase modulated spectra // *Results Phys.* 2020. V. 16. P. 102848. Q1