

*На правах рукописи*

АНДРИАНОВ Алексей Вячеславович

**Увеличение мощности и расширение диапазонов перестройки длины волны и частоты повторения ультракоротких импульсов в волоконных лазерных системах**

1.3.19 – лазерная физика

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

Нижний Новгород – 2022

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

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b> .....	5
<b>Основное содержание работы</b> .....	24
<b>Глава 1. Разработка методов высокопроизводительного моделирования лазерных систем и диагностики ультракоротких импульсов</b> .....	24
1.1. Моделирование пространственно-временной динамики излучения и эффектов насыщения усиления в волоконных лазерных усилителях .....	25
1.2. Высокоэффективное моделирование усилителей сильно чирпированных импульсов .....	26
1.3. Однозначный метод измерения ультракоротких импульсов на основе оптического стробирования со спектральным разрешением и спектральной интерферометрии.....	30
1.4. Заключение к главе 1.....	33
<b>Глава 2. Разработка лазерных систем с высокой пиковой мощностью на основе волокон с большой площадью моды и конусных волокон</b> .....	33
2.1. Фемтосекундная лазерная система на основе световодов с большим размером моды для драйвера фотоинжектора электронов .....	34
2.2. Численное моделирование усиления ультракоротких импульсов миллиджоульного уровня энергии в конусных световодах.....	36
2.3. Экспериментальное исследование усилителя с мегаваттной пиковой мощностью на основе конусных итербиевых световодов .....	39
2.4. Заключение к главе 2.....	42
<b>Глава 3. Лазерные системы на основе многосердцевинных световодов</b> ..	42
3.1. Возможности преодоления фундаментальных ограничений на пиковую мощность излучения в многосердцевинных световодах с кольцевой структурой сердцевин.....	43
3.2. Масштабирование мощности в многосердцевинных волокнах с квадратной матрицей сердцевин .....	48
3.3. Возможности достижения мультимегаваттного уровня мощности с помощью совмещения концепций многосердцевинных и конусных световодов .....	52
3.4. Заключение к главе 3.....	55
<b>Глава 4. Повышение мощности лазерных систем с помощью когерентного суммирования пучков</b> .....	56
4.1. Моделирование когерентного суммирования миллиджоульных лазерных импульсов в массиве конусных волоконных усилителей .....	56
4.2. Метод повышения эффективности когерентного суммирования ультракоротких импульсов до 98% в схеме с мозаично заполненной апертурой с неограниченным числом каналов .....	59
4.3. Заключение к главе 4.....	63

<b>Глава 5. Генерация управляемых солитонных кристаллов в волоконных лазерах</b> .....	63
5.1. Генерация управляемых солитонных кристаллов в волоконном лазере с синхронизацией мод с перестраиваемой субтерагерцовой частотой следования импульсов .....	64
5.2. Полностью оптическое управление импульсами в перестраиваемом солитонном кристалле.....	69
5.3. Заключение к главе 5.....	71
<b>Глава 6. Управление спектрально-временными характеристиками ультракоротких импульсов в волоконных системах</b> .....	72
6.1. Перестройка длины волны солитонов со сверхвысокой частотой повторения и генерация суперконтинуума со спектрально-временным профилированием.....	73
6.2. Генерация солитонных импульсов с перестройкой длины волны до 2.65 мкм в полностью волоконной системе .....	77
6.3. Возможности расширения диапазона рамановской перестройки длины волны солитонов до 4.5 мкм при использовании многосердцевинных теллуритных волокон .....	80
6.4. Пространственно-временное профилирование, сжатие и улучшение контраста фемтосекундных субмикроджоульных импульсов с мегаваттным уровнем мощности в многосердцевинных световодах .....	83
6.5. Заключение к главе 6.....	88
<b>Заключение</b> .....	89
<b>Список литературы</b> .....	92
<b>Список публикаций, в которых изложены основные научные результаты диссертации</b> .....	100

# ВВЕДЕНИЕ

## Актуальность темы

Разработка волоконно-оптических световодов с малыми потерями [1] и развитие волоконных технологий передачи информации заложили основу для революции в области высокоскоростных телекоммуникаций и запустили гигантскую индустрию производства оптических волокон, волоконно-оптических компонентов и сопутствующих систем. Далее, развитие технологий получения активных волокон [2] и появление относительно дешевых, надежных и совместимых с волоконной оптикой полупроводниковых источников накачки сделало возможным оптическую передачу информации на большие расстояния и открыло эру волоконных лазеров. Волоконные лазеры нашли применения в различных областях, включая обработку материалов, распределенные датчики, биомедицинские исследования, спектроскопию и микроскопию, генерацию излучения в диапазонах, недоступных для лазерных сред, прецизионные измерения и фундаментальные научные приложения [3].

Следует особо выделить один вид волоконных лазерных систем, вобравший в себя многие технологические достижения и успехи фундаментальной науки – это импульсные лазеры, в том числе, лазеры ультракоротких импульсов [4]. В общемировом масштабе использования волоконных лазерных технологий импульсные лазеры занимают не самую большую нишу, однако именно с ними связаны одни из наиболее наукоемких приложений и достижений. Отдельно стоит подчеркнуть амбициозность научных проектов, непосредственно связанных с разработкой сверхмощных волоконных лазерных систем ультракоротких импульсов. Например, развиваемые нобелевским лауреатом Ж. Муру концепции построения лазерных систем для нового поколения усилителей электронов [5, 6] предполагают реализацию когерентного суммирования излучения десятков тысяч волоконных усилителей chirпированных импульсов для одновременного достижения средней мощности на уровне десятков киловатт и пиковой мощности петаваттного уровня. Достижения фемтосекундной волоконной оптики совместно с развитием специальных волоконных световодов с высокой нелинейностью привели к появлению таких уникальных технологий, как генерация суперконтинуумного излучения и синтез высокостабильных оптических частотных гребенок [7]. Эти достижения оказали большое влияние на многие научные и технологические области: оптические стандарты частоты, прецизионные измерения, спектроскопию и астрономические наблюдения [8].

Волоконные системы обладают рядом неоспоримых достоинств, сделавших их привлекательными для приложений. Это в первую очередь компактность, хорошие массогабаритные характеристики, надежность, устойчивость к внешним воздействиям, простота установки и обслуживания. С физической точки зрения волоконные усилители также обладают определенными пре-

имуществами перед твердотельными лазерными средами – это беспрецедентно большой коэффициент усиления на один проход активной среды, хороший теплоотвод по всей поверхности волокна, а также хорошее одномодовое качество пучка выходного излучения [9]. Однако в процессе развития волоконных лазерных систем очень быстро стали очевидны и существенные трудности в плане увеличения мощностных и энергетических характеристик, которые в первую очередь проявляются именно в режиме коротких импульсов. Большая мощность сконцентрирована в тонкой сердцевине волокна (типичные значения диаметра – порядка 10 мкм), что приводит к нелинейным искажениям сигнала и ограничениям по лучевой прочности материала [4]. Однако стоит отметить, что для некоторых приложений высокая нелинейность оказывается полезным свойством, позволяющим реализовать контролируемые преобразования излучения.

Можно выделить несколько перспективных направлений развития волоконной оптики, акцентируя внимание на системах с ультракороткой длительностью импульса. Эти направления связаны с 1) разработкой новых методов повышения пиковой мощности лазерных систем и преодолением принципиальных ограничений по масштабированию мощности; 2) разработкой продвинутых задающих лазеров ультракоротких импульсов со специальными свойствами (высокая стабильность, высокая средняя и/или пиковая мощность, предельно высокая частота повторения и т.д.); и 3) исследованием методов преобразования излучения в волоконных системах, включая освоение новых спектральных диапазонов. Развитию этих направлений посвящена настоящая работа.

Первое направление связано с разработкой новых подходов к повышению пиковой и средней мощности волоконных систем. Это направление включает как технологические улучшения существующих световодов и исследование новых дизайнов волоконных усилителей, так и предложение принципиально новых методов. В рамках этого направления в настоящей работе исследованы экспериментально и с помощью численного моделирования усилители на основе конусных волокон с большим размером выходной моды, а также новые принципы построения мощных систем на основе многосердцевинных волокон (МСВ) со связанными сердцевинами. Кроме того, в работе исследованы возможности повышения мощности с помощью когерентного суммирования пучков в многоканальных и многосердцевинных системах. Следует отдельно выделить полые волокна [10] и капилляры, которые имеют очень большие перспективы с точки зрения передачи и преобразования излучения высокой мощности, но имеют большую специфику в плане создания активной среды [11], и которые мы не рассматриваем в настоящей работе. Увеличение пиковой и средней мощности в волоконных системах ограничено в первую очередь нелинейными эффектами различной природы – керровской нелинейностью, вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР), пробоем материала [12]. Естественный путь – увеличение эффективной площади пуч-

ка, распространяющегося в волокне, для уменьшения его интенсивности – является достаточно сложно реализуемым из-за трудности поддержания одномодового качества пучка в сверхразмерном волноводе. Специальные световоды с увеличенным размером моды (LMA – Large Mode Area), в том числе, фотонно-кристаллические световоды, позволяют существенно повысить пороги нелинейных эффектов и достичь средней мощности мультикиловаттного уровня [13] и пиковой мощности мегаваттного уровня непосредственно в волокне [14]. Тем не менее, фундаментальные ограничения на мощность пучка, связанные с самофокусировкой в материале световода, не могут быть преодолены простым увеличением размера моды. Можно ожидать, что в ближайшем будущем новое поколение мощных лазерных систем будет создаваться на основе новых принципов, среди которых – использование массивов волоконных световодов, многосердцевинных волокон и концепции когерентного суммирования лазерных пучков. В Главе 1 диссертации развиты эффективные методы численного моделирования волоконных лазерных систем, которые далее применяются для анализа сложной пространственной и пространственно-временной динамики излучения. Глава 2 посвящена мощным усилителям на основе традиционных LMA волокон с акцентом на приложения для лазеров с управляемой пространственно-временной формой импульса, а также перспективным усилителям на основе конусных волокон. В Главе 3 исследованы новые возможности повышения мощности излучения и преодоления самофокусировочного предела с помощью МСВ со связанными сердцевинами. В Главе 4 предложены новые методы кардинального повышения эффективности когерентного суммирования пучков излучения в многоканальных системах.

Второе направление связано с разработкой лазерных осцилляторов с синхронизацией мод на основе новых принципов. В основе лазерных систем ультракоротких импульсов в подавляющем большинстве случаев лежит задающий источник излучения – обычно это лазер с синхронизацией мод. Свойства задающего лазера, так или иначе, транслируются на характеристики выходного излучения всей системы: предельная стабильность и шумы ограничены характеристиками лазера, также частота повторения выходных импульсов обычно не может быть выше частоты повторения задающего лазера, диапазон длин волн также в существенной мере определяется лазером. Важный аспект в проблеме повышения средней мощности связан с повышением частоты повторения импульсов. Это важно для приложений, где не принципиально достижение предельно высокой пиковой мощности, но требуется большая средняя мощность (например, обработка материалов, спектроскопия) [15]. В особенности это касается источников с нелинейным преобразованием излучения, например, источников стабильного и мощного суперконтинуума. При этом средняя мощность и яркость источников может быть повышена с помощью увеличения частоты повторения импульсов без необходимости чрезмерного повышения энергии и пиковой интенсивности импульсов.

Поэтому разработка лазеров с высокой частотой повторения является одним из приоритетных направлений в фемтосекундной оптике. Также лазеры с высокой частотой повторения представляют большой интерес для активно развивающейся в данное время области на стыке оптики и высокочастотной электроники – радиофотоники [16]. Глава 5 посвящена разработке и исследованию фемтосекундного лазера с перестраиваемой сверхвысокой частотой повторения, построенного на основе новой предложенной автором концепции перестраиваемых солитонных кристаллов.

Третье направление связано с развитием волоконных преобразователей, позволяющих получить качественно новые свойства излучения, недоступные (или трудно реализуемые) методами объемной оптики – сверхширокий диапазон перестройки длины волны, сверхширокий спектр суперконтинуума, предельно короткую длительность импульса. Волоконные световоды оказались уникальной средой для осуществления контролируемого нелинейного преобразования импульсного излучения. Особенность волоконной оптики – возможность эффективного использования кубичной нелинейности и сопутствующих эффектов самовоздействия, приводящих к большому разнообразию наблюдаемых процессов (уширение спектра, формирование солитонов, перестройка частоты солитонов, генерация дисперсионных волн [17, 18]), позволяющих эффективно управлять свойствами излучения. Отметим, что потенциальные перспективы применения эффектов самовоздействия [19] для управления излучением были предсказаны задолго до появления волоконных лазерных источников. В настоящее время проблемы, связанные с нелинейным управлением параметрами импульсного лазерного излучения в волоконных системах, в первую очередь лежат в области расширения доступного диапазона длин волн и поиска новых реализаций нелинейных эффектов в волоконной оптике. Перспективные реализации основаны на использовании новых типов материалов для волокон, новых структур волокон, а также новых источников исходного излучения с необычными свойствами. Глава 6 диссертации посвящена исследованию генерации суперконтинуума с помощью лазера солитонных кристаллов, широкополосной перестройки солитонов на основе специальных волокон с сердцевинной из германатного стекла в область 2-3 мкм и на основе МСВ из теллуритных стекол в область до ~5 мкм, а также исследованию нелинейных пространственно-временных эффектов в МСВ.

Следует отметить, что волоконные лазерные системы, кроме их практической значимости, являются очень хорошей платформой для исследования нелинейной динамики в сложных системах. В частности, проблемы нелинейной пространственно-временной многомодовой динамики в дискретных системах непосредственно связаны с задачами распространения излучения в многосердцевинных волокнах. Также фундаментальный характер имеет проблема исследования нелинейной динамики диссипативных солитонов, в частности, связанных состояний солитонов – солитонных молекул и кристаллов, генерируемых в лазерах. Диссипативные солитоны являются достаточно уни-

версальной концепцией, возникающей во многих разделах физики, при этом волоконные системы являются привлекательной платформой для исследования их свойств, позволяющей реализовывать уникальные режимы их взаимодействия, например, процессы коллективной динамики больших ансамблей солитонов [20] и режимы с длиной трассы взаимодействия астрономических масштабов [21].

Немаловажным аспектом при разработке и исследовании лазерных систем является разработка высокоэффективных методов моделирования нелинейных и лазерных процессов, происходящих в протяженной нелинейной среде, которой является волокно. Особенно актуальной эта проблема становится при моделировании сложной пространственно-временной динамики, которая имеет место в многомодовых и многосердцевинных волокнах. Продвинутое методы моделирования, предложенные и реализованные автором, рассматриваются в Главе 1 диссертации.

Наконец, построение лазерных систем ультракоротких импульсов невозможно без развития надежных методов измерения характеристик ультракоротких импульсов. Несмотря на наличие достаточно хорошо зарекомендовавших себя методов измерения форм импульсов, таких как FROG (frequency resolved optical gating – оптическое стробирование со спектральным разрешением) [22], ставших фактически стандартом в данной области, продолжают появляться новые и улучшаться существующие методы. Мотивацией к развитию является наличие нерешенных проблем у существующих методов, особенно сильно проявляющихся для сложных и зашумленных импульсов: отсутствие прямых алгоритмов восстановления импульса для семейства методов FROG, медленная сходимость итерационных алгоритмов, а также наличие приближенных неоднозначностей в восстановлении импульсов для наиболее популярной версии FROG на основе генерации второй гармоники (SHG-FROG – second harmonic generation FROG) [23]. Глубокая модификация метода SHG-FROG, снимающая указанные проблемы и имеющая прямой алгоритм восстановления, предлагается в данной работе.

### **Степень разработанности темы**

Увеличение пиковой и средней мощностей, достижимых в импульсных волоконных лазерных системах, является давней проблемой, решению которой было посвящено большое число работ [9]. Успехи в плане достижения высокой средней мощности на уровне нескольких киловатт [13] мотивируют дальнейшие исследования, поскольку такие системы составляют достойную конкуренцию наиболее продвинутым лазерам на объемных элементах. Масштабирование пиковой мощности импульсных систем существенно осложняется нелинейными эффектами (керровской нелинейностью, вынужденным комбинационным рассеянием). Основные методы ослабления влияния нелинейности заключаются в увеличении эффективной площади моды волокна и

уменьшении эффективной длины усилителя. Волокна с увеличенной площадью поля моды (LMA) активно разрабатываются и используются, однако их применение сопряжено с трудностями достижения одномодового режима распространения и получения хорошего качества выходного пучка. Предлагались различные варианты волокон, позволяющих сохранить одномодовое распространение, например, волокна с брэгговской оболочкой [24], волокна с кирально связанными сердцевинами [25], фотонно-кристаллические и стержневые волокна [14]. Наибольшие успехи достигнуты с применением специальных достаточно жестких стержневых волоконных световодов, в которых продемонстрированы рекордные значения энергии импульсов и пиковой мощности (3.8 ГВт после компрессии) [14]. С другой стороны, данные системы по эксплуатационным качествам весьма далеки от удобных полностью волоконных лазеров, поэтому на данном этапе их ниша – в первую очередь уникальные лабораторные установки. Поиск новых более удобных решений остается очень актуальным. В этом отношении следует отметить технологии конусных волоконных световодов [26], которые сочетают удобство полностью волоконного исполнения с помощью стандартных технологий сварки с возможностью получения большой выходной площади моды и сохранения одномодового режима распространения. На момент, когда автор начал совместно с коллегами работы по конусным световодам, в других группах были в основном продемонстрированы успехи в плане увеличения средней мощности непрерывного излучения [26] и энергии длинных импульсов [27], однако убедительной демонстрации достижения высокой пиковой мощности на выходе конусного волокна не было представлено. В трехмерном численном моделировании, для которого, автором был разработан высокопроизводительный универсальный код [A1, A2, A3], были исследованы возможности получения импульсов с высокой энергией и пиковой мощностью [A1, A4] в конусных волокнах с учетом разнообразных возмущений. В экспериментах, проведенных в ИПФ РАН при непосредственном участии автора, было продемонстрировано достижение пиковой мощности суб-МВт уровня непосредственно на выходе волокна, при этом усиленные чирпированные импульсы могли быть сжаты до фемтосекундной длительности [A5]. Развитие технологии конусных волокон, в том числе, в сочетании с другими принципами увеличения мощности (например, когерентным суммированием и использованием МСВ [A6]), имеет большие перспективы. При этом надо отметить, что полностью волоконные системы на основе LMA волокон являются удобными стартовыми системами, и могут успешно использоваться в гибридных волоконно-твердотельных системах, что использовано в работах по созданию лазерных драйверов для фотоинжекторов электронов [A7, A8, A9].

Пиковая интенсивность в одноканальном волоконном усилителе ограничена нелинейными эффектами (самомодуляцией, ВКР) и порогом пробоя материала, а полная мощность пучка в пределе ограничена эффектом самофокусировки в материале световода. Для преодоления этих ограничений рассмат-

риваются несколько вариантов концепции разделения сигнала на много каналов, усиления в массиве усилителей, и объединения обратно в один пучок. Первый вариант основан на использовании массива независимых усилителей [28]. Для эффективного суммирования выходного излучения необходимо решить две задачи: обеспечить поддержание фазировки каналов с учетом разнообразных статических и динамических возмущений (в пределах ограниченной квантовыми эффектами [A10]), а также реализовать оптическую схему, которая позволяет объединить много пучков в один пучок с высоким качеством и минимальными потерями мощности. Исследования ухудшения качества суммирования из-за влияния возмущений, вызванных возбуждением высших мод в волоконных усилителях, были проведены автором в работах [A1, A4]. Принципиальная возможность когерентного суммирования многих волоконных каналов была продемонстрирована в достаточно большом числе работ, как в режиме непрерывного излучения [29], так и в режиме ультракоротких импульсов [6, 30]. Одной из наиболее важных и не решенных до конца проблем является разработка эффективной оптической схемы сбора излучения в один пучок высокого качества.

Второй вариант данной концепции предполагает расположение многих активных волноведущих сердцевин в одной оболочке, что в совокупности составляет многосердцевинное волокно. МСВ, изначально разрабатываемые для увеличения пропускной способности линий связи, стали в последнее время активно исследоваться с точки зрения построения мощных усилителей [31]. С физической точки зрения данный вариант не сильно отличается от массива независимых усилителей (в частности, также необходима система стабилизации фаз в каналах), однако имеет некоторые преимущества в технической реализации. Существенно снижается трудоемкость и стоимость в пересчете на один канал, повышается стабильность относительных фаз между каналами, появляется возможность использовать для всех каналов один источник накачки, вводимой в оболочку многосердцевинного волокна. Системы на основе МСВ с независимыми каналами были продемонстрированы в нескольких работах [32, 33], и исследования в этой области активно продолжаются.

Третий вариант является развитием предыдущего и основан на использовании МСВ с взаимодействующими сердцевинами. При наличии взаимодействия между сердцевинами свет распространяется в виде коллективных мод всех сердцевин – так называемых супермод [31]. Наличие взаимодействия принципиально меняет и усложняет физическую картину распространения излучения в МСВ, особенно в нелинейном режиме. Тем не менее, возможность автоматического поддержания когерентности между сердцевинами без систем обратной связи делает данные МСВ очень перспективными для построения мощных систем. Отметим, что МСВ со связанными сердцевинами исследуются также в контексте разработки датчиков и лазеров [31, 34]. Существенная доля работ посвящена исследованию наиболее простой синфазной

моды (в которой фазы во всех сердцевинах одинаковы), которую проще всего возбудить в МСВ [37]. Можно показать, что синфазная мода подвержена поперечной модуляционной неустойчивости при больших мощностях излучения, что ограничивает перспективы ее применения [38, 39]. Однако в работе [40] было отмечено, что мода, в которой фаза в соседних сердцевинах отличается на  $\pi$  (противофазная супермода), сохраняет устойчивость при высокой мощности. Идея использования устойчивых в нелинейном режиме супермод была развита в последующих работах при непосредственном участии автора [A11, A12]. Теоретические предсказания, сделанные коллегами автора, мотивировали его на проведение экспериментальных исследований [A13, A14, A15] и детальных численных расчетов с параметрами, близкими к экспериментальным [A13, A16], а также на расширение концепции противофазных супермод на другие структуры волокон [A6, A14, A17].

Во всех вариантах многоканальных усилителей необходима эффективная оптическая схема для когерентного суммирования многих каналов в один канал с высоким качеством пучка. Были предложены различные концепции построения оптической схемы: суммирование с помощью массива делителей пучка и аналогичных методов [41, 42], суммирование в дальней дифракционной зоне в схеме с мозаично заполненной апертурой [29], суммирование на дифракционных элементах [43].

Схема с мозаично заполненной апертурой является одной из наиболее перспективных благодаря ее простоте и практически неограниченному масштабированию по числу каналов. Однако ее эффективность ограничена невозможностью однородно заполнить апертуру с помощью колоколообразных пучков (которые выходят из волоконных усилителей), что приводит к появлению побочных максимумов в дальней дифракционной зоне в просуммированном пучке и соответствующим потерям энергии в главном максимуме [44]. Эффективность суммирования ограничена на уровне 80%, в реальных экспериментах максимальные значения составляют около 60% [45]. В работе автора [A18] впервые предложено решение, позволяющее повысить эффективность данной схемы практически до 100%. Оказалось, что данное решение прекрасно подходит для суммирования излучения противофазной моды МСВ в схеме, не требующей даже массивов линз, что было продемонстрировано автором экспериментально [A19].

Несмотря на успехи последних десятилетий в области разработки фемтосекундных волоконных генераторов, вопросы создания задающих импульсных лазерных источников, особенно связанные с получением новых режимов генерации (на основе модуляции добротности [A20] или синхронизации мод [A21]) и достижением важных для приложений характеристик, привлекают большое внимание. В частности, повышение частоты следования импульсов может быть эффективно использовано для увеличения средней мощности лазерных систем, например, для целей обработки материалов [15]. Кроме того, генерация и управление последовательностями ультракоротких оптиче-

ских импульсов, следующих со сверхвысокой частотой повторения, является важной проблемой в области создания лазерных источников для многих актуальных приложений, включающих высокоскоростные системы передачи и обработки данных, оптические стандарты частоты и времени и синтез частотных гребенок [8], а также генерацию и детектирование терагерцового излучения [46], радиофотонику [16]. В области частот до ГГц существует большое количество лазеров с пассивной и активной синхронизацией мод. Однако ограничение на минимальную длину волоконного резонатора, при которой достигается достаточный коэффициент усиления для поддержания синхронизации мод, не позволяет увеличить частоту повторения более нескольких десятков ГГц [47, 48]. В области частот повторения более ГГц, а в особенности нескольких ГГц, создание лазеров с синхронизацией мод на фундаментальной частоте повторения резонатора затруднено. Волокна с очень высоким коэффициентом усиления существуют [48, 49] и используются для создания лазеров с синхронизацией мод [48, 50], но даже при таком усилении длина резонатора не может быть сделана меньше единиц сантиметров. Альтернативный путь основан на использовании относительно длинного резонатора, в котором одновременно циркулирует много импульсов. Импульсы могут следовать эквидистантно, тогда говорят о синхронизации мод на гармонике резонатора [51], либо следовать пачками [52]. Режим генерации пачек импульсов тесно связан с формированием связанных состояний диссипативных солитонов – солитонных кристаллов [52]. Исследованию солитонных кристаллов в лазерах с синхронизацией мод посвящено большое число работ, однако рассматривались только солитонные кристаллы с фиксированными, жестко определяемыми системой, параметрами связи между импульсами (см., например, [53]). В работе автора [A21] впервые была предложена и экспериментально протестирована концепция перестраиваемых солитонных кристаллов, в которых параметрами связи между импульсами, в частности длиной связи (т.е. расстоянием между импульсами) можно достаточно легко управлять.

Преобразование ультракоротких импульсов и управление их параметрами с помощью нелинейных процессов является бурно развивающейся областью в волоконной оптике. В контексте данной работы, прежде всего, важны процессы, связанные с генерацией оптических солитонов и их рамановским самосдвигом частоты, которые лежат в основе генерации спектрального суперконтинуума при распаде солитонов высокого порядка в области малой аномальной дисперсии [17, 54, 55]. Особенностью исследований в данной диссертационной работе является переход к сверхвысокой частоте повторения импульсов, генерации суперконтинуума с перестраиваемой спектрально-временной структурой с помощью солитонных кристаллов, а также продвижение в длинноволновый диапазон 2-3 мкм с помощью волокон на основе кварцевого стекла с сердцевинной из германатного стекла (с высоким содержанием диоксида германия). Преобразование длины волны с помощью эффекта рамановского самосдвига солитонных импульсов широко используется

для создания источников перестраиваемого излучения в различных диапазонах. С помощью специальных волокон (фторидных, теллуридных, халькогенидных), прозрачных в среднем инфракрасном диапазоне, и использовании длинноволновых задающих источников (с длиной волны  $>3$  мкм) были продемонстрированы суперконтинуумы в широких диапазонах [56-58]. Однако, использование специальных волокон сопряжено с определенными неудобствами, связанными с их физико-химическими свойствами, делающими их плохо совместимыми с задающими системами на основе кварцевых волокон. В кварцевых волокнах перестройка излучения в длинноволновую область ограничена длиной волны около 2.4 мкм из-за возрастающих потерь. Волокна с оболочкой из кварцевого стекла и сердцевиной, сильно легированной оксидом германия [59], прозрачны в более широком диапазоне, при этом из-за близости физических свойств такие волокна могут быть непосредственно сварены с кварцевыми волокнами, а для накачки могут использоваться полностью волоконные тулиевые системы [A22]. Автором последовательно развивается концепция каскадного преобразования излучения от источника на длине волны 1.55 мкм в полностью волоконной системе на основе кварцевых и германатных волокон, начатая в его ранних работах по рамановскому преобразованию в волокнах с переменной по длине дисперсией [60, 61], не вошедших в данную диссертацию. В предшествующих работах других авторов в германатных световодах был продемонстрирован суперконтинуум при накачке наносекундными импульсами на длине волны 1.5 мкм [62] и при накачке пикосекундным тулиевым лазером на длине волны 2 мкм [63]. Структура суперконтинуума и роль солитонного сдвига детально не изучались. В работах автора [A23, A24] исследована перестройка фемтосекундных солитонов до 2.65 мкм, при этом акцент был сделан на измерении формы длинноволновых импульсов, что подтвердило их солитонную природу при сопоставлении результатов измерения и численных оценок.

Следует отметить, что в большинстве работ по генерации суперконтинуума и перестройки длины волны (за исключением ограниченного числа работ [64-66]) в качестве источника исходных импульсов используются лазеры с синхронизацией мод с частотой повторения, не превышающей нескольких сотен МГц. С другой стороны, отмечается, что увеличение частоты повторения может быть полезным для масштабирования средней мощности и для синтеза оптической гребенки с легко разрешаемыми линиями [8,66]. Частотные гребенки могут быть сгенерированы посредством нелинейных эффектов в волокне и полупроводниковых усилителях при накачке несколькими непрерывными лазерами [A25,A26], однако спектральная ширина гребенки при этом ограничена. Использование в качестве источника накачки лазера управляемых солитонных кристаллов, разработанного автором [A21, A27], открыло новые возможности как в плане повышения частоты следования импульсов и увеличения средней мощности, так и в плане управления спектрально-временной структурой континуума. Суперконтинуум со спектраль-

но-временным профилированием, генерируемый с помощью нелинейного преобразования управляемых солитонных кристаллов, был получен автором впервые [A28].

Особенный интерес представляет исследование нелинейных преобразований излучения в волоконных системах с пространственной степенью свободы, таких как многомодовые и многосердцевинные волокна. МСВ со связанными сердцевинами в последнее время привлекают большое внимание как перспективная платформа для изучения нелинейной пространственно-временной динамики, а также для создания различных фотонных устройств, в том числе, нелинейно-оптических переключателей и насыщающихся поглотителей для волоконных лазеров [31]. Дискретная дифракция в связанных волноводных решетках в сочетании с керровской нелинейностью может приводить к различным интересным явлениям, таким как дискретная самофокусировка [38, 67], формирование дискретных пространственных солитонов [68,69]. При учете временной динамики можно ожидать реализацию даже более широкого спектра эффектов, включая формирование пространственно-временных локализованных структур (оптических пульс) [70], одновременное суммирование и временное сжатие импульсов [71] и генерацию суперконтинуума [72, 73]. Хотя многие нелинейные эффекты в МСВ были изучены аналитически и численно, было лишь небольшое число экспериментальных демонстраций нелинейной динамики импульсов в МСВ. В работе автора [A29] впервые проведены детальные экспериментальные исследования эффекта нелинейного подавления дискретной дифракции для ультракоротких импульсов в МСВ и изучено применение этого эффекта для сжатия и улучшения контраста импульсов. Кроме того, за счет расширенных возможностей по управлению дисперсионными характеристиками в МСВ при использовании высших супермод [A15, A30], а также пространственно-временных эффектов, открываются перспективы использования МСВ для генерации, сжатия [A31] и перестройки солитонных импульсов в широком диапазоне длин волн и с высокой энергией, недоступных для стандартных кварцевых световодов. Также впервые проведены численные исследования возможности сверхширокополосной рамановской перестройки солитонов в среднем ИК диапазоне в МСВ на основе высоконелинейных теллуридных стекол [A32].

Исследования лазерных систем ультракоротких импульсов требуют развития методов детального измерения их характеристик. Метод измерения формы ультракоротких импульсов, основанный на оригинальной модификации SHG-FROG предложен и исследован в работе автора [A33].

### **Цели и задачи исследования**

**Целями работы** являлись разработка и исследование новых концепций повышения пиковой мощности в лазерных системах ультракоротких импульсов, исследование фундаментальных вопросов генерации связанных состоя-

ний диссипативных солитонов в лазерах с синхронизацией мод, а также развитие методов спектрально-временных преобразований ультракоротких импульсов с использованием новых типов волокон, включая многосердцевинные волокна и волокна из новых материалов.

В рамках работы решались следующие задачи:

1. Развитие новых методов повышения пиковой мощности волоконных лазерных систем с применением многосердцевинных световодов и систем с когерентным суммированием лазерных пучков.

2. Исследование новых принципов генерации управляемых связанных состояний диссипативных солитонов в волоконных лазерах с синхронизацией мод, с помощью которых возможно повышение частоты следования лазерных импульсов до субтерагерцовых значений и реализация синтеза и управления сложными импульсными последовательностями.

3. Разработка методов управления ультракороткими оптическими импульсами в волоконных системах с использованием нелинейно-оптических эффектов, включая эффекты керровской нелинейности и пространственно-временной динамики в многосердцевинных световодах, рамановской сверхширокополосной перестройки в односердцевинных и многосердцевинных световодах.

4. Разработка методов высокопроизводительного численного моделирования нелинейно-оптических процессов в лазерных системах с учетом пространственной динамики, а также особенностей распространения и усиления широкополосных сильно chirпированных импульсов.

### **Научная новизна**

В работе развиты методы повышения пиковой мощности излучения в волоконных лазерных системах, основанные на использовании конусных волокон, многосердцевинных волокон и высокоэффективного когерентного суммирования оптических пучков. А именно, в нескольких конфигурациях МСВ с взаимодействующими сердцевинами продемонстрировано распространение и усиление противофазных супермод, которые устойчивы в нелинейном режиме распространения, и в принципе позволяют транспортировать излучение с мощностью, многократно превышающей предельную мощность для односердцевинных волокон. Предложен метод когерентного суммирования излучения как на выходе МСВ, так и на выходе большого массива независимых волокон, эффективность которого составляет до 98%. Кроме того, впервые детально исследованы сжатие фемтосекундного мощного импульса и многократное улучшение его контраста при нелинейном преобразовании пространственно-временной структуры мощных фемтосекундных импульсов в МСВ. Для численного исследования сложной пространственно-временной динамики импульсов разработан новый метод высокопроизводительного моделирования нелинейного распространения и усиления chirпированных импульсов в

лазерных и параметрических усилителях, позволяющий на несколько порядков сократить затраты компьютерной памяти и времени на проведение вычислений.

Развиты методы многократного повышения частоты повторения импульсов в волоконных лазерах с синхронизацией мод. Обнаружен новый тип связанных состояний диссипативных солитонов с широко перестраиваемым расстоянием между импульсами, существующий в волоконном лазере с синхронизацией мод с внутривибрационным интерферометром Маха-Цандера – перестраиваемых солитонных кристаллов. По сравнению с известными солитонными кристаллами, перестраиваемые солитонные кристаллы имеют многие особенности, в частности возможность управления эффективной частотой следования импульсов от единиц до сотен ГГц, а также возможность существования в одном кристалле импульсов с высокой и низкой интенсивностью и контролируемых преобразований между ними. Продемонстрированы возможности управления отдельными импульсами в солитонном кристалле, а также генерацией суперконтинуума с спектрально-временным профилированием с помощью нелинейного преобразования солитонных кристаллов.

Исследованы новые возможности расширения диапазонов перестройки лазерных импульсов в волоконных системах. В частности, впервые в полностью волоконной системе на основе силикатных волокон продемонстрирована перестройка солитонов до длины волны 2.65 мкм. В численном моделировании новые показана возможность рамановской перестройки солитонов в диапазоне 2.3-4.5 мкм в МСВ на основе теллуридных стекол, достигающаяся с помощью реализации широкой области плоской аномальной дисперсии при использовании противозонной супермоды МСВ.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Результаты работы могут применяться в ряде российских и зарубежных организаций, таких как ИПФ РАН, ИОФ РАН, ИХВВ РАН, ФИАН, ИСАН, ИЛФ СО РАН, ИАиЭ СО РАН, ИЛФИ РФЯЦ-ВНИИЭФ, МИРЭА, консорциум ELI (Extreme Light Infrastructure), институт IZEST (International Center for Zetta-Exawatt Science and Technology), исследовательский центр DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) и др.

Результаты исследований в области численного моделирования лазерных систем и созданный для этого программный код могут быть использованы при разработке широкого класса лазерных систем, включая волоконные и твердотельные усилители, а также параметрические усилители ультракоротких импульсов. Два варианта программной реализации метода для моделирования параметрических усилителей и лазерных усилителей были переданы в ELI-ALPS и ИЛФИ. Код используется сотрудниками ELI-ALPS для расчета параметрических усилителей и сотрудниками ИЛФИ для расчета лазерных усилителей chirпированных импульсов на неодимовом стекле.

Двухканальная волоконная система использовалась в качестве источника импульсов и диагностического излучения для лазерного комплекса, генерирующего профилированные импульсы в ультрафиолетовом диапазоне для фотоинжектора электронов на установке DESY-PITZ. С использованием построенной системы сотрудниками DESY-PITZ и ИПФ РАН (при непосредственном участии автора) были отработаны методы пространственно-временного профилирования импульсов, преобразования излучения в УФ диапазон, диагностики импульсов, и в итоге продемонстрирована генерация профилированных электронных пучков.

Результаты исследования процессов распространения, усиления и нелинейного преобразования излучения в многосердцевинных волокнах носят фундаментальный характер и вносят существенный вклад в понимание нелинейной динамики мощного излучения в системах связанных волноводов. Кроме того, проведенные численные и экспериментальные исследования противофазных супермод в МСВ открывают новые возможности по построению мощных волоконных лазерных систем, многократно превосходящих по мощностным параметрам системы на основе односердцевинных волокон. Исследования нелинейной динамики импульсов в МСВ, в частности, нелинейного подавления дифракции, сжатия импульсов и повышения контраста демонстрируют перспективность МСВ для управления параметрами импульсов, а также их использования в качестве насыщающихся поглотителей в мощных волоконных лазерах с синхронизацией мод.

Новый метод когерентного суммирования с использованием противофазного распределения источников позволяет повысить эффективность за счет небольшого усложнения схемы (не зависящего от числа каналов), что может иметь революционное значение для разработок перспективных многоканальных лазерных систем (как с независимыми каналами, так и на основе многосердцевинных волокон), в том числе систем с очень большим числом каналов.

Полученные результаты в области генерации новых связанных состояний диссипативных солитонов – перестраиваемых солитонных кристаллов – носят фундаментальный характер и могут лечь в основу нового направления экспериментальных исследований динамики связанных солитонных состояний. Продемонстрированная возможность реализации управляемого по многим параметрам механизма связи между импульсами в солитонном кристалле открывает широкие перспективы в области синтеза сложных последовательностей импульсов, а также построения лазеров с очень высокой перестраиваемой частотой следования импульсов.

Разработанный на основе концепции перестраиваемых солитонных кристаллов лазер может быть использован в качестве задающего источника в лазерных системах с высокой средней мощностью, достигающейся с помощью высокой частоты следования импульсов, для устройств диагностики оптических импульсов, а также в оборудовании для разработки и тестирования

высокоскоростных оптических и оптоэлектронных систем связи и в радиофотонике. С использованием построенного лазера уже были проведены экспериментальные исследования по созданию радиофотонного аналого-цифрового преобразователя совместно с сотрудниками МИРЭА [74].

Источники спектрального суперконтинуума и перестраиваемых импульсов имеют большую значимость для многих приложений, начиная от синтеза сложных волновых форм до спектроскопии и исследований лазерных свойств новых материалов. Например, генератор суперконтинуума на основе германатного волокна, разработанный в продолжение начатых в данной работе исследований, использовался в качестве источника затравочного излучения, с помощью которого в ИПФ РАН было впервые продемонстрировано лазерное усиление в диапазоне 2.3 мкм в теллуридных световодах, легированных тулием [75].

Разработанный улучшенный метод измерения ультракоротких импульсов с помощью оптического стробирования со спектральным разрешением может быть использован во многих лазерных лабораториях, где требуется характеристика импульсов с очень сложной формой, которые трудно измерить существующими методами. Предложенная практическая реализация метода предполагает возможность модернизации существующих систем SHG-FROG для добавления новой функциональности.

### **Методология и методы исследования**

В работе использовались как известные и отработанные методы и подходы, так оригинальные, разработанные, исследованные и реализованные автором схемы проведения экспериментов, программные алгоритмы и методики исследования линейных и нелинейных процессов в волоконных лазерных системах.

Численное моделирование распространения и усиления излучения было основано на однонаправленном волновом уравнении, в котором учитываются дифракция в непараксиальном приближении, поперечные и продольные распределения показателя преломления и концентрации активных ионов, дисперсионные эффекты всех порядков, а также кубичная нелинейность. Численное интегрирование уравнения осуществлялось с помощью "сплит-степ" метода расщепления по физическим факторам с использованием быстрого преобразования Фурье (SSFM – Split-Step Fourier Method). Проверка корректности работы разработанного численного кода проводилась с помощью сравнения результатов с рядом известных аналитических решений, а также сопоставлением нескольких характерных случаев распространения с результатами работы известных программ (Fresnel, SNLO – в тех режимах, которые поддерживали данные программы). Результаты расчетов структур супермод многосердцевинных волокон, найденные с помощью итерационной процедуры многократного прохождения излучения через волокно, сопоставлялись с ре-

зультатами прямого расчета методом конечных элементов (в программе COMSOL Multiphysics). Предложенный в работе алгоритм ускоренного моделирования распространения сильно chirпированных импульсов на прореженной временной сетке верифицировался с помощью сравнения со стандартным алгоритмом на плотной временной сетке.

Большинство результатов экспериментальных исследований, так или иначе, сопоставлялись с численным моделированием. В частности, при исследовании нелинейных эффектов в МСВ с 7 сердцевинами были выполнены измерения как усредненных характеристик (зависимостей энергий импульсов в сердцевинах от входных параметров), так и детальные измерения временных форм импульсов в сердцевинах методом FROG, которые продемонстрировали практически идеальное совпадение с результатами моделирования. Кроме того, для верификации результатов производилось сопоставление независимых спектральных измерений со спектрами, рассчитанными на основе восстановления форм импульсов методом FROG. При исследовании супермод многосердцевинных волокон, получающиеся в эксперименте профили интенсивностей и фаз сравнивались с результатами численного нахождения профилей мод, сделанного на основе данных о реальной геометрической структуре сердцевин волокон.

В исследованиях распространения излучения в МСВ для ввода излучения и синтеза соответствующих структур поля использовались схемы на основе пространственных жидкокристаллических модуляторов света, которые применяются многими научными группами для синтеза сложных пространственных распределений поля. Схемы были адаптированы для специфических нужд конкретного эксперимента.

Для измерения фазовых профилей супермод использовался хорошо зарекомендовавший себя метод интерферометрии с опорным пучком. Работоспособность нашей экспериментальной реализации метода проверялась с помощью восстановления полей стандартных волокон.

При исследовании когерентного суммирования пучков были реализованы методы измерения фазового фронта с помощью интерференции с опорным пучком. Это позволило провести численное моделирование на основе измеренных распределений и сравнить распределения интенсивности после прохождения пучками дальнейших элементов в оптической схеме с результатами эксперимента.

Для исследования генерируемых в волоконном лазере управляемых солитонных кристаллов применялся широкий набор измерительных методик: измерения оптических и радиочастотных спектров, регистрация сигналов с помощью быстрого фотодетектора совместно с осциллографом и радиочастотным анализатором спектра, измерения формы отдельных импульсов методом FROG и измерение формы длинных солитонных кристаллов с помощью метода асинхронного оптического стробирования в оригинальной, разработанной автором схеме. Достоверность полученных результатов подтверждается

соответствием результатов измерений различными методами, а также совпадением с численным моделированием.

При экспериментальном исследовании перестраиваемых солитонных импульсов в германатных волокнах для измерения их формы автором была разработана схема на основе метода SHG-FROG, адаптированная для длинно-волновых импульсов. Достоверность восстановления проверялась по соответствию восстановленного и измеренного независимо спектров солитонных импульсов.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Численное моделирование нелинейного распространения и усиления сильно растянутых chirпированных импульсов в лазерных и параметрических усилителях может быть выполнено улучшенным методом расщепления по физическим факторам (сплит-степ) с использованием намного меньшего (пропорционально коэффициенту растяжения импульса) числа точек разбиения временных и спектральных сеток по сравнению числом точек, требуемых для стандартного метода сплит-степ, что значительно сокращает расход оперативной памяти и время моделирования. Улучшенный метод основан на использовании модифицированного дискретного преобразования Фурье для сильно chirпированных импульсов, в котором большая квадратичная фаза импульсов обрабатывается особым образом, а также происходит масштабирование шагов сеток для исключения возможности эффекта наложения хвостов спектральных или временных распределений, выходящих за пределы сетки (aliasing-эффекта).

2. В активном многосердцевинном световоде с четным числом одно-модовых взаимодействующих сердцевин, расположенных по кругу, может распространяться и усиливаться противофазная супермода (супермода, в которой фазы в соседних сердцевинах отличаются на  $\pi$ ), устойчивая при пиковых мощностях сигнала вплоть до порога разрушения или развития рамановской неустойчивости в каждой из сердцевин световода.

3. В многосердцевинном световоде с квадратной матрицей одно-модовых взаимодействующих сердцевин может быть эффективно возбуждена и устойчиво распространяться не подверженная модуляционной неустойчивости противофазная супермода (супермода, в которой фазы поля в сердцевинах составляют 0 и  $\pi$  в шахматном порядке). При малой суммарной пиковой мощности излучения в противофазной супермоды основная его доля сосредоточена в центральных сердцевинах световода; при увеличении суммарной мощности излучения происходит выравнивание долей мощности во всех сердцевинах, что позволяет наиболее эффективно использовать все сердцевинны световода для транспортировки мощного излучения.

4. Эффективность когерентного суммирования квадратного массива оптических пучков с колоколообразным распределением интенсивности в схеме

с мозаично заполненной апертурой может достигать 98% при использовании противофазного распределения источников и преобразования получающегося в дальней дифракционной зоне распределения поля с четырьмя максимумами в один пучок с помощью схемы на основе двух светоделителей.

5. В волоконном лазере с синхронизацией мод, содержащем внутрирезонаторный несимметричный интерферометр Маха-Цандера, возможна генерация связанных состояний диссипативных солитонов, в которых межпульсное расстояние определяется разностью плеч интерферометра – перестраиваемых солитонных кристаллов. Перестраиваемые солитонные кристаллы могут состоять из одинаковых диссипативных солитонов и пар импульсов (диссипативного солитона и его низкоинтенсивной задержанной копии) и могут быть сжаты и растянуты более чем в 30 раз с сохранением своей структуры, при этом расстояние между импульсами в солитонном кристалле может быть изменено от 5 до 170 пс.

6. Управление импульсами в эластичном солитонном кристалле, генерируемом в лазере с синхронизацией мод, возможно с помощью инъекции в резонатор солитонного лазера ультракороткого импульса от внешнего источника. Возможны процессы присоединения импульсов к солитонному кристаллу, уничтожение импульсов в солитонном кристалле, а также преобразование типов импульсов в солитонном кристалле, состоящем из солитонов и пар импульсов. Возможность перестройки межимпульсного расстояния в солитонном кристалле сохраняется после модификации его структуры.

7. Нелинейное преобразование усиленных перестраиваемых солитонных кристаллов в высоконелинейном световоде приводит к генерации суперконтинуума со спектрально-временным профилированием, в котором могут чередоваться импульсы с различными спектральными характеристиками (шириной и формой спектра). Последовательность чередования импульсов может быть изменена контролируемым образом с помощью модификации импульсов в солитонном кристалле.

8. Солитонные импульсы, перестраиваемые до длины волны 2.65 мкм, могут быть сгенерированы в полностью волоконной системе с фемтосекундным задающим источником на длине волны 1.55 мкм и двумя каскадами преобразования на основе кварцевых световодов и световодов с германатной сердцевиной и оболочкой из кварцевого стекла.

9. Эффект нелинейного подавления дискретной дифракции при распространении фемтосекундных импульсов в волоконном световоде с гексагональной структурой из семи сердцевин приводит к тому, что наиболее интенсивная часть импульса, введенного в центральную сердцевину, захватывается в центральной сердцевине и испытывает сильную фазовую самомодуляцию и уширение спектра, а низкоинтенсивная – переходит в боковые сердцевинки. Данный эффект используемый совместно с компенсацией нелинейной фазы, возникшей в результате самомодуляции, в среде с аномальной дисперсией позволяет сжимать ультракороткие импульсы и увеличивать их контраст.

10. Измерение набора спектров суммарной частоты ультракороткого импульса и его задержанной копии, генерируемого в квадратичной нелинейной среде, совместно с набором интерференционных спектров между сигналом суммарной частоты и второй гармоникой импульса позволяет однозначно восстановить форму огибающей и фазы импульса с помощью прямого алгоритма либо итерационного алгоритма, более устойчивого к шумам и погрешностям измерения.

### **Достоверность полученных результатов**

Все полученные результаты являются обоснованными и обладают высокой степенью достоверности. В экспериментальных исследованиях использовались хорошо зарекомендовавшие себя методы; во многих случаях производилось сопоставление результатов, полученных несколькими методами. Подтверждением достоверности также является хорошее качественное и количественное совпадение теоретических и экспериментальных результатов. Правильность работы разработанных численных кодов проверялась с помощью сравнения с известными моделями и аналогичными программами (в режимах, поддерживаемых этими программами). Результаты численных и экспериментальных исследований согласуются с аналитическими оценками и моделями, построенными автором или его коллегами. Физическая интерпретация полученных результатов, базирующаяся на обоснованных моделях, согласуется с существующими представлениями о протекающих процессах и литературным данными.

### **Апробация работы**

Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в рецензируемых российских и зарубежных научных журналах, докладывались автором и обсуждались на семинарах в ИПФ РАН, Института физики света общества Макса Планка (Германия), 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); International Conference Laser Optics (ICLO, Санкт-Петербург, 2016, 2018); International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight, Москва, 2019, 2021), International Laser Physics Workshop (LPHYS, 2015), The European Modeling And Simulation Symposium (EMSS, 2017), Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS, 2017), Всероссийская конференция по волоконной оптике (ВКВО, 2017, 2019, 2021), Научная школа "Нелинейные волны" (2020), Международная школа молодых ученых "Нелинейная Фотоника" (2021), Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'2022).

## **Публикации по теме работы**

Результаты исследований по теме диссертации опубликованы в 33 статьях [A1-A33] в ведущих международных журналах первого (Q1, 23 статьи) и второго (Q2, 10 статей) квартилей по базе Scopus и/или Web of Science.

## **Личный вклад автора**

Все выносимые на защиту результаты и положения получены автором лично, либо при его непосредственном участии или руководстве. Автор внес определяющий вклад в концептуализацию и постановку всех задач диссертационного исследования, проведение теоретических и экспериментальных исследований, а также в интерпретацию результатов. Разработка экспериментальных схем, проведение экспериментов и обработка данных выполнены автором лично, либо при его непосредственном руководстве. Алгоритм и численный код для трехмерного моделирования распространения пучков и импульсов был разработан лично автором. Конусные волоконные световоды и германатные световоды, использованные в работе, предоставлены М.Е. Лихачевым и В.М. Машинским (НЦВО РАН). Многосердцевинные волоконные световоды изготовлены О.Н. Егоровой, С.Г. Журавлевым (НЦВО РАН, ИОФ РАН), Д.С. Липатовым (ИХВВ РАН) на основе дизайна и требований, выработанных автором.

## **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

### **Глава 1. Разработка методов высокопроизводительного моделирования лазерных систем и диагностики ультракоротких импульсов**

Разработка современных волоконных лазерных систем ультракоротких импульсов с высокой пиковой мощностью является сложной задачей, которая требует всестороннего изучения, как в плане постановки экспериментов, так и в плане проведения теоретических исследований и полномасштабного численного моделирования. Принципиальной проблемой является необходимость учета нелинейных эффектов, а также потенциальной возможности возникновения многомодовой динамики. Способы уменьшения негативного влияния нелинейных эффектов, так или иначе, основаны на увеличении эффективной площади, по которой распределено усиливаемое излучение, а также на сокращении длины активной среды. Увеличение размера волновода приводит к тому, что волновод становится многомодовым на рабочей длине волны, и требуются соответствующие меры для сохранения квазиодномодового режима распространения. Для исследования фундаментальных вопросов пространственной и пространственно-временной динамики необходимо проведение полномасштабного численного моделирования трехмерного распространения излучения, которое учитывает линейные и нелинейные эффекты,

усиление в активной среде, а также внутреннюю структуру волновода с одной или несколькими сердцевинами.

### 1.1. Моделирование пространственно-временной динамики излучения и эффектов насыщения усиления в волоконных лазерных усилителях

В работе [A1] разработана модель и численный код, которые позволяют исследовать нелинейное распространение и усиление пучков в лазерных системах, включая нерегулярные сверхразмерные волноводы с полным учетом поперечной структуры пучков, профилей показателя преломления и распределений активных ионов, а также временной структуры импульсов. Поскольку модель основана на задании распределения показателя преломления от координат и частоты  $n(x, y, z, \omega)$ , универсальным образом могут быть промоделированы как односердцевинные сверхразмерные волноводы, так и многосердцевинные световоды со связанными сердцевинами. Кроме того, легко могут быть промоделированы различные возмущения (изгибы волокна, искажения профиля показателя преломления). Это придает модели большую гибкость. Модель основана на однонаправленном волновом уравнении для линейно поляризованного поля, разложенного в спектр по частотам  $\omega$  и поперечным волновым векторам  $k_x, k_y$  [A1, 55]:

$$\frac{\partial A_{\omega k}(k_x, k_y, z, \omega)}{\partial z} = i \left( \sqrt{\omega^2 n_0(\omega) / c^2 - k_x^2 - k_y^2} - k_0 - k_1(\omega - \omega_0) \right) A_{\omega k} + \quad (1)$$

$$i \hat{F}_k [\omega A_\omega(x, y, z, \omega) \Delta n(x, y, z, \omega) / c] + i \hat{F}_{\omega k} [\omega_0 n_2 A(x, y, z, t) | A(x, y, z, t) |^2 / c] + \hat{F}_k [G(A)].$$

Здесь операторы  $F_\omega, F_k, F_{\omega k}$  – преобразования Фурье по частоте и поперечным волновым векторам,  $A(x, y, z, t)$  – комплексная огибающая поля,  $A_{\omega k} = F_{\omega k}[A]$ , показатель преломления представлен в виде  $n = n_0(\omega) + \Delta n(x, y, z, \omega)$  ( $\Delta n$  – малая добавка),  $n_2$  – нелинейный показатель преломления,  $c$  – скорость света,  $\omega_0$  – центральная частота сигнала,  $k_0, k_1$  – коэффициенты при первых двух членах разложения в ряд Тейлора дисперсионной зависимости для данного направления распространения,  $G$  – функция, отвечающая за усиление.

Одной из особенностей разработанной модели является учет насыщенно-го усиления для широкополосных ультракоротких импульсов в лазерных средах на основе редкоземельных ионов (например, Er, Yb, Tm). В таких средах спектральный профиль усиления зависит от населенностей верхнего и нижнего лазерного уровней [76], и член, ответственный за усиление может быть записан в виде

$$G = \frac{N(x, y, z)}{2} (\sigma_e(\omega) \hat{F}_\omega [A(t) \rho_2(t)] - \sigma_a(\omega) \hat{F}_\omega [A(t) \rho_1(t)]) \quad (2)$$

где  $\sigma_e, \sigma_a$  – сечения излучения и поглощения,  $\rho_2, \rho_1$  – населенности на верхнем и нижнем лазерном уровнях [76]. Изменение населенности верхнего уровня, вызванное вынужденными переходами, описывается уравнением [A1]

$$\frac{N(x, y, z) \hbar \omega_0}{2\pi n_0(\omega_0) c} \frac{\partial \rho_2(x, y, z, t)}{\partial t} = -(\hat{F}_\omega^{-1}[G(A)]A^* + \text{к.с.}). \quad (3)$$

Здесь  $N(x, y, z)$  – концентрация активных ионов, правая часть уравнения отвечает изменениям интенсивности в результате действия последнего члена в уравнении (1), к.с. – комплексное сопряжение. В приближении малого изменения населенностей за счет действия накачки за время импульса уравнения образуют замкнутую систему. Таким образом, впервые предложена модель активной среды, которая одновременно 1) учитывает реальные сечения излучения и поглощения, 2) учитывает зависимость суммарного контура усиления от инверсии населенностей, 3) учитывает эффекты насыщения усиления для коротких и широкополосных импульсов. При этом, в предельных случаях модель усиления соответствует хорошо известным приближениям: частотно-зависимого усиления при слабом сигнале (в приближении неизменной инверсии населенности) [76], теории Франца-Нодвига (для узкополосного излучения с учетом насыщения), теории двухуровневых лазерных систем (в приближении лоренцевой однородно уширенной линии) [77]. Отметим, что эффекты насыщения важны в случае достаточно мощных импульсов (с суб-мДж характерным уровнем энергии); в пределе малых энергий (нДж) моделирование может быть выполнено без привлечения уравнения (3), как это было сделано, например, для одномодового тулиевого усилителя с помощью модифицированного уравнения Шредингера в работе [A22].

Численный код для решения системы уравнений был основан на методе расщепления по физическим факторам (SSFM – split step Fourier method) [18] и написан на языке C++ с использованием оптимизаций для современных процессоров и многопоточных вычислений на машинах с общей памятью. Настройки алгоритма и описание моделируемой системы в удобном для оператора формате осуществлялось с помощью конфигурационных файлов, что дало возможность работать с программой пользователям, не знакомым с тонкостями программной реализации алгоритмов.

С использованием разработанного численного кода было проведено моделирование усилителей на основе конусного волокна с учетом различных возмущений, описанное в Главе 2. Также с помощью модификации данного численного кода были проведены исследования распространения и усиления непрерывных и импульсных сигналов в многосердцевидных волокнах.

### ***1.2. Высокоэффективное моделирование усилителей сильно chirпированных импульсов***

Оптические импульсы с большой квадратичной фазой (чирпом) во временной или пространственной области используются во многих разделах линейной и нелинейной оптики. Например, в методе усиления chirпированных импульсов (CPA – chirped pulse amplification) используются сильно растянутые во времени импульсы, имеющие большой коэффициент при квадратич-

ном слагаемом в разложении фазы в ряд Тейлора. Исследование дифракции и фокусировки пучков также требует рассмотрения пространственного распределения с большой квадратичной фазой. Наличие большой квадратичной фазы привносит существенные трудности при попытке численного моделирования распространения сильно chirпированных импульсов в нелинейных усиливающих средах широко распространенными методами, например, методами "сплит-степ" [18], использующими быстрое преобразование Фурье (БПФ) для перехода между спектральными и временными представлениями. При выборе числа точек разбиения необходимо следить за тем, чтобы временные и спектральные профили укладывались в границы сетки моделирования, чтобы избежать эффекта наложения спектров ("aliasing" в англоязычной литературе) [78]. В соответствии со свойствами дискретного преобразования Фурье при слишком малом размере сетки компоненты сигнала с частотами, выходящими за пределы сетки в спектральном представлении, накладываются на низкочастотные компоненты, что приводит к неправильным результатам моделирования. Наличие сильного chirпа импульсов требует увеличения числа точек сетки примерно в коэффициент растяжения импульса. При этом полномасштабное моделирование современных лазерных и параметрических усилителей chirпированных импульсов с большими коэффициентами растяжения от  $10^4$  до  $10^6$  потребует огромного размера сетки, особенно если учитывать поперечные распределения пучка. В работе был предложен новый метод вычисления преобразования Фурье для сильно chirпированных импульсов, позволяющий кардинально снизить требования к числу точек разбиения.

Кратко поясним суть метода. Пусть комплексная амплитуда фемтосекундного импульса до растяжения в стретчере  $A(t)$ , тогда его спектр  $A_\omega = F_t[A(t)](\omega)$ . При прохождении стретчера импульс приобретает фазу  $\psi(\omega)$  с ведущим квадратичным членом  $a\omega^2/2$  в ряде Тейлора, где  $a$  – коэффициент квадратичной дисперсии стретчера. Спектр chirпированного импульса можно представить в виде  $B_\omega = A_\omega \exp(i\psi(\omega)) = A'_\omega \exp(ia\omega^2/2)$ . Высшие порядки дисперсии включены в модифицированную амплитуду  $A'_\omega = A_\omega \exp(i\psi(\omega) - ia\omega^2/2)$ , чье обратное преобразование Фурье  $A'(t) = F_\omega^{-1}[A'_\omega](t)$  имеет слегка большую длительность, чем длительность начального импульса  $A(t)$ , но значительно меньшую, чем длительность растянутого импульса  $B(t) = F_\omega^{-1}[B_\omega]$ . Предполагается, что высокие порядки дисперсии дают вклад в изменение фазы существенно меньше  $a\omega^2/2$ . Временная форма растянутого импульса определяется обратным Фурье преобразованием  $B(T) = F_\omega^{-1}[B_\omega](T) = F_\omega^{-1}[F_t[A'(t)](\omega) \exp(ia\omega^2/2)](T)$ .

Было получено выражение, которое связывает спектр chirпированного импульса  $B_\omega$  и его временную форму  $B(T)$ , и таким образом, представляет собой обратное преобразование Фурье преобразование для chirпированных импульсов

$$B(T) = \sqrt{\frac{i}{\alpha}} \exp\left(-\frac{iT^2}{2\alpha}\right) \hat{F}_i \left[ \hat{F}_\omega^{-1} \left[ B_\omega \exp\left(-\frac{i\alpha\omega^2}{2}\right) \right](t) \exp\left(-\frac{it^2}{2\alpha}\right) \right] \left(\frac{T}{\alpha}\right). \quad (4)$$

Аналогично можно получить выражение для прямого преобразования

$$B_\omega(\omega) = \sqrt{\frac{\alpha}{i}} \exp(i\alpha\omega^2/2) \hat{F}_i \left[ \hat{F}_T^{-1} [B(\alpha T) \exp(i\alpha T^2/2)](t) \exp(-it^2/2\alpha) \right](\omega). \quad (5)$$

Принципиально важным в данных выражениях является то, что использованные в них прямое и обратное преобразования Фурье выполняются для практически спектрально ограниченных функций, таким образом, размер сеток численного моделирования может быть кардинально уменьшен. Важно подчеркнуть, что при получении выражений (4,5) не были использованы никакие приближения. Теперь можно очень легко улучшить существующие алгоритмы для моделирования распространения импульсов и пучков, просто заменив в них обычные преобразования Фурье на модифицированные (4,5). Это было сделано для алгоритмов моделирования нелинейного распространения импульсов в среде с кубичной нелинейностью и трехволнового (параметрического) взаимодействия в среде с квадратичной нелинейностью [А3].

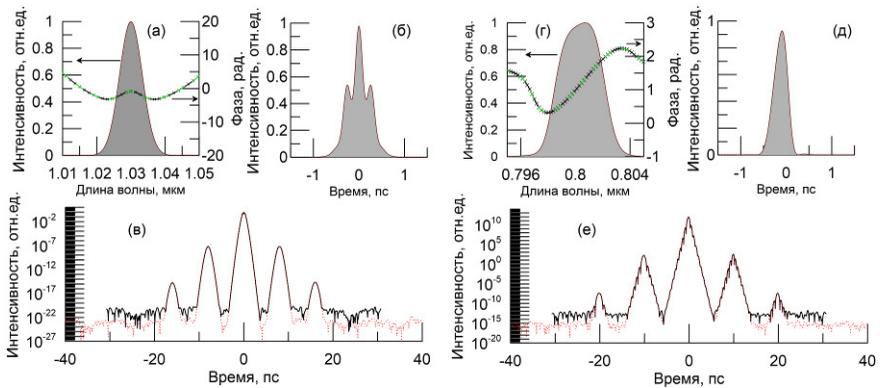


Рисунок 1. Сравнение результатов моделирования волоконного (а, б, в) и параметрического усилителей (г, д, е) стандартным и улучшенным алгоритмами. (а, г) Спектр (серые кривые – стандартный алгоритм; красные пунктирные линии – улучшенный алгоритм) и спектральная фаза (черная линия с крестами – стандартный; зеленая пунктирная линия – улучшенный алгоритм); (б, д) временной профиль (серая кривая – стандартный, красная линия – улучшенный алгоритм); (в, е) временной профиль выходного импульса с пред- и пост-импульсами (красные пунктирные линии – стандартный, черная линия – улучшенный алгоритм).

Для проверки работоспособности метода были проведены численные расчеты волоконного лазерного усилителя и параметрического усилителя.

Были выбраны типичные для иттербиевого усилителя параметры (длина волны 1.03 мкм, дисперсия второго и третьего порядка 42 пс<sup>2</sup>/км и 0.07 пс<sup>3</sup>/км, соответственно, коэффициент усиления 0.033 см<sup>-1</sup>, коэффициент нелинейности 1 Вт<sup>-1</sup>км<sup>-1</sup>). Входной chirпированный импульс длительностью 1 нс имел гауссову форму (спектрально-ограниченная длительность 200 фс). В качестве усложнения была смоделирована типичная ситуация, в которой за основным импульсом следует его слабая задержанная на 8 пс копия с интенсивностью на уровне 10<sup>-8</sup> от основного импульса. Известно, что в результате действия нелинейности усилителя в сжатом импульсе появляются сателлиты как перед, так и после основного импульса [79, 80], и моделирование этого процесса представляет собой нетривиальную задачу. Прекрасное совпадение результатов моделирования в режиме сильного нелинейного искажения импульса (В-интеграл~5) стандартным и улучшенным алгоритмами, в том числе, совпадение формы и амплитуды сателлитных импульсов, продемонстрировано на рис. 1(а,б,в). Для стандартного алгоритма требовался размер сетки 2<sup>22</sup> точек, для улучшенного – только 2<sup>12</sup>, пропорционально числу точек сократилось и время моделирования.

Для тестирования алгоритма для параметрического усилителя были рассмотрены параметры, соответствующие усилению такого же, как и в предыдущем случае импульса в кристалле ВВО толщиной 10 мм, при накачке 1.5 нс импульсом с пиковой интенсивностью 0.5 ГВт/см<sup>2</sup> на длине волны 532 нм в коллинеарной геометрии. В демонстрационных целях был выбран такой режим усиления (узкая полоса синхронизма и истощение накачки), который приводит к заметным искажениям сигнала. На рис. 1(г,д,е) видно прекрасное соответствие результатов работы стандартного и улучшенного алгоритма, в том числе с точки зрения моделирования контраста сигналов вплоть до уровня 10<sup>-22</sup>. С помощью улучшенного алгоритма становится возможным провести моделирование параметрического усиления импульсов длительностью 20 фс, растянутых до 1 нс, с приемлемым поперечным разрешением (512x512 точек, 1024 временных точки) на настольном компьютере с 16 ГБ оперативной памяти, в то время как базовый алгоритм требует сотен терабайт памяти.

Моделирование с помощью улучшенного алгоритма задач параметрического усиления в реальных проектируемых системах было проведено совместно с сотрудниками консорциума ELI-ALPS (Extreme Light Infrastructure). Были исследованы и оптимизированы варианты построения трехкаскадной параметрической системы на кристаллах КТА для генерации фемтосекундных (~30 фс) миллиджоульных импульсов в среднем ИК диапазоне со стабильной фазой [A2].

Улучшенный алгоритм был реализован в универсальном программном коде наряду со стандартным алгоритмом, что позволяло легко переключаться между ними для непосредственного сравнения результатов и выбора оптимального метода при различных параметрах задачи.

### ***1.3. Однозначный метод измерения ультракоротких импульсов на основе оптического стробирования со спектральным разрешением и спектральной интерферометрии***

Измерение формы и фазы ультракоротких оптических импульсов имеет большое значение для фундаментальных исследований и многочисленных приложений. Поскольку прямая регистрация формы ультракороткого оптического сигнала с фемтосекундным разрешением не может быть выполнена с помощью существующих фотодетекторов, было разработано множество косвенных методов для восстановления интенсивности и фазы сигнала [81]. К наиболее широко используемым методам относятся SPIDER (спектрально-фазовая интерферометрия для прямой реконструкции электрического поля) и его аналоги [82], семейство методов FROG (оптическое стробирование с частотным разрешением) [22], и менее известные методы, такие как MEFISTO (измерение электрического поля с помощью наблюдения интерферометрических спектрограмм) [83], MIFA (модифицированная интерферометрическая автокорреляция) [84, 85], а также восстановление формы импульса на основе фазомодулированных спектров [86, 87]. Все эти методы имеют определенные ограничения при восстановлении формы импульса. Мы сконцентрируемся на методе FROG, который стал стандартным методом определения характеристик ультракоротких импульсов. Наиболее широко используемая версия FROG, основанная на генерации второй гармоники (SHG-FROG), имеет известные проблемы с восстановлением импульсов (неоднозначности, связанные с направлением времени и фазой  $\pm\pi$  между сильно разнесенными во времени импульсами, и некоторые другие приблизительные неоднозначности), и ограниченную сходимость итерационного алгоритма для сложных импульсов и зашумленных данных. Мы представляем новый однозначный метод, основанный на модернизированной схеме SHG-FROG, использующей спектральную интерферометрию в асимметричной схеме, которая обеспечивает достаточную информацию для прямого алгоритма восстановления. Мы также разработали простой итерационный алгоритм, который является устойчивым и надежным и имеет быструю сходимость даже для зашумленных спектрограмм. Предлагаемый метод апробирован как в численном моделировании, так и в экспериментах. Далее мы кратко поясним особенности предлагаемого метода.

Предлагаемый нами способ полной и однозначной реконструкции интенсивности и фазы ультракоротких оптических импульсов основан на модификации метода оптического стробирования со спектральным разрешением на основе генерации второй гармоники с использованием асимметричной спектральной интерферометрии (aiFrog – Asymmetric Interferometric Frequency Resolved Optical Gating).

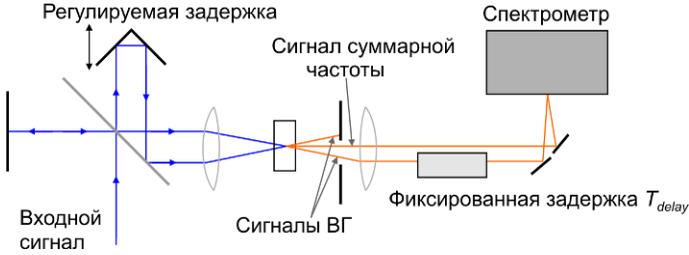


Рисунок 2. Оптическая схема для реализации метода aiFrog.

Схема для измерения aiFrog-спектрограммы приведена на рис. 2. Первая часть схемы совпадает со стандартной схемой SHG-FROG. Новизна нашей системы состоит в том, что сигнал второй гармоники (ВГ), генерируемый в кристалле одним из падающих лучей, не блокируется; вместо этого он направляется в спектрометр вместе с сигналом суммарной частоты. Вспомогательный сигнал ВГ может генерироваться в отдельном кристалле для решения возможных проблем недостаточного углового синхронизма. Введем обозначение

$$S(\omega, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(t)a(t-\tau) \exp(-i\omega\tau) dt = |S(\omega, \tau)| e^{i\varphi(\omega, \tau)}. \quad (6)$$

где  $a(t)$  – комплексная амплитуда неизвестного сигнала. В обычном методе SHG-FROG измеряется только интенсивность  $|S(\omega, \tau)|^2$ , что затрудняет восстановление сигнала, и, как правило, требует итерационного алгоритма. Было разработано несколько итерационных алгоритмов и их различные усовершенствования [22]. Прямые алгоритмы восстановления импульса по данным SHG-FROG пока не предложены. В нашей схеме регистрируется интенсивность интерференции

$$I_{aiFrog}(\omega, \tau) = |S(\omega, \tau) + S_{SHG}(\omega) \exp(i\omega T_{delay})|^2, \quad (7)$$

где  $S_{SHG}$  – комплексная спектральная амплитуда сигнала ВГ, а  $T_{delay}$  – постоянная задержка, которая может быть легко введена в схему в виде разницы в длине пути между сигналом суммарной частоты и сигналом ВГ. Используя хорошо известный метод Фурье-фильтрации, мы можем извлечь из aiFrog дополнительно к обычной FROG-спектрограмме  $|S|^2$  еще относительную фазу  $\Delta\varphi(\omega, \tau) = \varphi(\omega, \tau) - \chi(\omega)$  (FROG-фазу), где  $\chi(\omega)$  фаза сигнала ВГ. Вводя вспомогательную функцию  $M(\omega, \tau) = |S| \exp(i\Delta\varphi(\omega))$ , задача восстановления сигнала сводится к решению следующего уравнения на функции  $f(\omega)$  и  $\chi(\omega)$

$$f(\Omega)f(\omega - \Omega) \exp(i\chi(\omega)) = \int_{-\infty}^{+\infty} M(\omega, \tau) \exp(i\Omega\tau) d\tau. \quad (8)$$

Из данного выражения непосредственно может быть получено абсолютное значение спектра сигнала  $|f(\omega)|^2$ . Это дает возможность провести проверку

измерения, если спектр сигнала может быть получен независимо (что обычно имеет место). Кроме того, мы получаем некоторую информацию о спектральной фазе сигнала. Вводя фазу функции  $f(\omega)$  и применив алгебраические преобразования к (8), мы можем получить выражение, содержащее конечно-разностную аппроксимацию производной фазы функции  $f(\omega)$  на интервале  $\Omega$ , который мы можем выбрать произвольно. Далее, применяя прямой алгоритм, аналогичный применяемому в методе SPIDER [82], мы полностью однозначно восстанавливаем фазу функции  $f(\omega)$  и далее весь сигнал. Таким образом, впервые предложен прямой алгоритм восстановления формы импульсов по данным измерений в схеме из семейства методов FROG. Однако описанный прямой алгоритм использует только небольшую часть информации, заключенной в aiFrog-спектрограмме, что не дает возможности легко использовать усреднение шума в измеренных данных. Поэтому был разработан итерационный алгоритм, который хорошо работает на зашумленных данных и имеет быструю сходимость (около 10-40 итераций достаточно даже для очень сложных импульсов). Метод был протестирован в численном моделировании на большом наборе сгенерированных сложных импульсов, для всех импульсов наблюдалась сходимость метода к правильной форме импульса [A33].

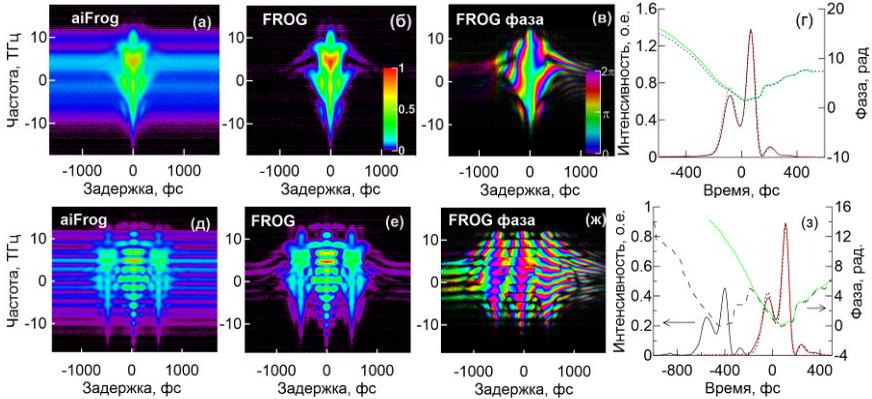


Рисунок 3. Экспериментальное восстановление профилей сложных импульсов методом aiFrog: одинарный импульс со сложной формой – верхняя строка, специально синтезированный двойной импульс – нижняя строка. Измеренная aiFrog-спектрограмма (а, д); полученные в результате обработки стандартная FROG-спектрограмма (б, е) и FROG-фаза (в, ж), соответственно; (г, з) – восстановленные профили интенсивности и фазы.

Метод был протестирован на экспериментальных данных, полученных в результате измерения импульсов от волоконного лазера с отрезком нелинейного волокна на выходе. Результаты восстановления прямым и итерационным алгоритмом хорошо совпадали, как показано на рис. 3(г). Также метод был

протестирован на двойном импульсе, который приготавливался из одиночного импульса в интерферометре с известной задержкой и ослаблением в одном из плеч. Для этого импульса использовался только итерационный алгоритм, результаты которого показали хорошее совпадение импульса в паре с заранее измеренным одиночным импульсом (рис. 3(з)). Подробное исследование различных вариантов тестовых импульсов может быть найдено в нашей статье [A33].

Таким образом, предложен новый метод для быстрого и однозначного восстановления временной формы ультракоротких импульсов на основе оптического стробирования со спектральным разрешением и спектральной интерферометрии в несимметричной конфигурации, свободный от недостатков, присущих известным методам, таким как широко распространенный стандартный метод оптического стробирования со спектральным разрешением (SHG-FROG).

#### *1.4. Заключение к Главе 1*

Разработанные методы описания, моделирования и характеристики лазерных импульсов закладывают основу для проведения исследования различных нелинейных и лазерных эффектов в лазерных системах, в особенности на основе оптических волокон с учетом поперечной динамики излучения. Разработанные в данной главе алгоритмы для трехмерного распространения, усиления и моделирования chirпированных импульсов, реализованные в виде вполне законченного программного продукта, использовались далее автором и его коллегами при исследованиях, описанных в следующих главах.

### **Глава 2. Разработка лазерных систем с высокой пиковой мощностью на основе волокон с большой площадью моды и конусных волокон**

В данной главе приведены сведения о разработке и построении волоконных лазерных систем, созданных по традиционной технологии на основе волокон с одной сердцевинкой с увеличенной площадью моды и на основе конусных волокон. Первая система была разработана и построена в рамках проекта по созданию лазерного драйвера фотоинжектора электронов с управляемой формой лазерного (и электронного) пучка, выполняемого сотрудниками ИПФ РАН и Немецкого электрон-синхротронного центра DESY-PITZ (Цойтн, Германия), и представляла собой законченное устройство для выполнения конкретной задачи в составе большого комплекса. Далее, во многом благодаря развитию технологий, заложенных в построенной системе (задающего лазера, предусилителей), разрабатываются и анализируются системы на основе перспективной идеи использования конусных световодов, при этом пресле-

дуются в первую очередь исследовательские цели. Приводятся как экспериментальные результаты по усилению ультракоротких chirпированных импульсов в конусных световодах, так и результаты исследования предельных возможностей по достижению высоких значений мощности и энергии в конусных волоконных световодах, полученных в численном моделировании.

## ***2.1. Фемтосекундная лазерная система на основе световодов с большим размером моды для драйвера фотоинжектора электронов***

Волоконные лазерные системы являются достаточно удобной основой для построения гибридных систем со специализированными параметрами для многих приложений. Волоконные лазеры могут использоваться в качестве задающего источника для дальнейшего усиления и преобразования в системах на объемных элементах. В данной работе была разработана импульсная волоконная лазерная система, которая являлась стартовой частью для лазерного комплекса для фотоинжектора электронов в исследовательском центре DESY-PITZ (Photoinjector Test Facility in Zeuthen), в котором происходит обработка перспективных технологий формирования электронных пучков, в частности, для проектов лазеров на свободных электронах XFEL [A7]. В рамках этого проекта, над которым работала большая группа ученых из ИПФ РАН, перед автором встала задача разработки стартовой части данной системы. Стартовая система должна поставлять исходные ультракороткие импульсы с требуемыми параметрами, которые далее должны быть усилены в твердотельных усилителях и профилированы, а также служить для синхронизации всей системы. Были сформулированы следующие требования для оптических сигналов, которые должны генерироваться данной системой. В системе должны быть предусмотрены два канала: канал рабочего изучения, поставляющий chirпированные импульсы на длине волны 1.03 мкм с субмикроджойной энергией и регулируемой компрессором длительностью от ~200 фс (полностью сжатый импульс) до ~20 пс (частично сжатый импульс), и канала диагностического излучения с аналогичными параметрами, но фиксированной минимальной длительностью полностью сжатого импульса. Кроме того, последовательности импульсов в каналах должны быть профилированы во времени в виде прямоугольных пачек импульсов с длительностью пачки около 300 мкс.

Для построения системы была выбрана схема на основе нелинейного преобразования излучения фемтосекундного эрбиевого лазера на длине волны 1.56 мкм в диапазон длин волн около 1.03 мкм [88]. Концепция построения мощной иттербиевой системы на основе задающего эрбиевого источника и нелинейного преобразования длины волны развивалась автором в предшествующей работе, не вошедшей в данную диссертацию [89]. На момент создания системы такая концепция позволила реализовать задающий лазер (и всю систему за исключением компрессоров) в полностью волоконном формате.

Особенностью созданного фемтосекундного лазера являлась прецизионная подгонка длины резонатора, вызванная необходимостью точного соответствия частоты повторения величине, кратной 1 МГц (определяется частотой ускоряющего поля в электронном инжекторе). С помощью разработанной автором технологии полностью волоконный резонатор с фундаментальной частотой 27 МГц был изготовлен с точностью около 100 мкм, что было в пределах подстройки с помощью волоконного пьезострелчера. Для стабилизации частоты повторения и привязке ее к частоте и фазе ускоряющего поля в системе фотоинжектора в лазере была установлена пьезопластина с уложенным на нее волокном (пьезострелчер), также осуществлялся контроль температуры резонатора. После преобразования в отрезке высоколинейного волокна [88, 89], излучение с центральной длиной волны 1.03 мкм и шириной спектра 10 нм растягивалось в волоконном стретчере до длительности 90 пс, усиливалось в двухкаскадном предусилителе, разделялось на два канала и поступало в оконечные усилители. В предусилителе также были установлены акустооптические модуляторы для уменьшения частоты повторения импульсов и формирования пачек импульсов.

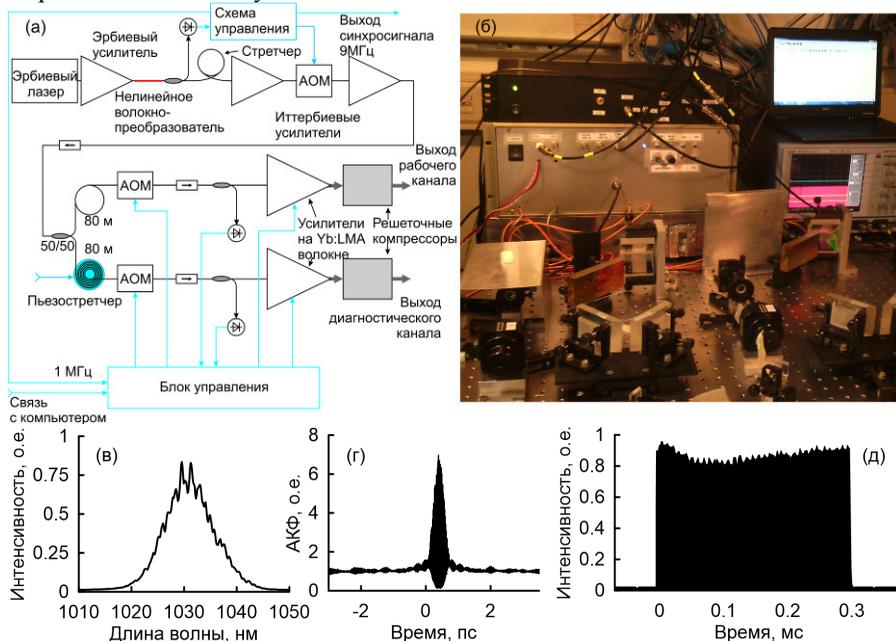


Рисунок 4. Общая схема волоконной задающей системы для лазерного фотоинжектора электронов (а), фотография системы сразу после установки в синхротронном центре DESY-PITZ (б). Спектр (в), автокорреляционная функция (г) и огибающая пачки импульсов (д) одного из каналов лазерной системы.

Оконечные усилители были построены на основе волокон с увеличенным размером моды (Nufern 25/400), что позволило снизить влияние нелинейных эффектов. Накачка волоконных усилителей осуществлялась через волоконные комбайнеры с помощью многомодовых лазерных диодов. Для работы в режиме пачек импульсов в схеме была реализована возможность синхронной накачки с регулируемым временем упреждения включения накачек усилителей относительно начала пачек импульсов. При включении накачки до прихода пачки импульсов в усилитель инверсия населенностей начинает нарастать. При правильном подборе времени упреждения уровень инверсии населенности может быть сделан таким, какой он имеет место быть в стационарном режиме усиления последовательности, что позволяет реализовать усиление пачки с прямоугольным профилем огибающей. Подстройка времени упреждения позволила реализовать возможность профилирования огибающих пачек импульсов и использовалась совместно с управлением накачек твердотельных усилителей для достижения прямоугольного профиля пачки импульсов на выходе всей гибридной системы [A8].

Выходные параметры системы получились следующие: энергии импульсов 0.5 мкДж, длительность импульсов в диагностическом канале 210 фс, длительность импульсов в рабочем канале 0.2-100 пс [A7]. Спектры выходных сигналов, автокорреляционные функции и пример формы огибающей пачки импульсов в рабочем канале показаны на рис. 4. Система была установлена на электрон-синхротронном комплексе DESY-PITZ (г. Цойтн, Германия). Фотография волоконной системы сразу после установки показана на рис. 4(б). Волоконная задающая система совместно с твердотельными усилителями и пространственно-временными шейперами позволила продемонстрировать генерацию импульсов, профилированных в пространстве и во времени [A9] на фундаментальной длине волны (1.03 мкм), второй и четвертой гармониках, а также позволила осуществить диагностику импульсов [90], и в итоге получить генерацию электронного пучка при облучении фотокатода [A7]. Разработка системы, ее установка и настройка проведены автором, автор также участвовал в сборке и настройке твердотельных усилителей и генераторов гармоник. Аналогичная система в одноканальном варианте была построена автором для использования в ИПФ РАН, в частности, для проведения экспериментов по генерации терагерцового излучения [91], а также в качестве тестового стенда для исследований конусных и многосердцевидных волоконных световодов (см. раздел 2.3 и главу 3).

## ***2.2. Численное моделирование усиления ультракоротких импульсов миллиджоульного уровня энергии в конусных световодах***

Развитие волоконных усилителей с большой площадью моды привело к появлению технологии конусных световодов, которая сочетает простоту построения полностью волоконной системы с помощью стандартных техноло-

гий сварки с возможностью значительного уменьшения нелинейности с помощью увеличения выходного диаметра световода. В конусных волокнах диаметр сердцевин (и оболочки) увеличивается от входа (где волокно одномодовое) к выходу и достигает больших значений, значительно превосходящих предел для одномодового распространения. Тем не менее, благодаря адиабатическому увеличению диаметра одномодовое распространение можно сохранить вплоть до выхода. Как отмечалось во введении, конусные усилители имеют хорошие перспективы для повышения пиковой мощности с сохранением высокого пространственного качества лазерного пучка.

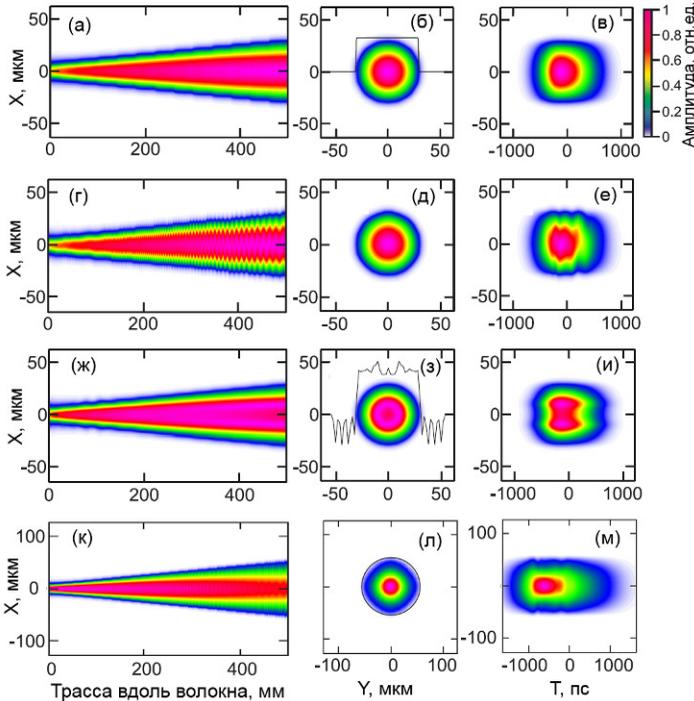


Рисунок 5. Моделирование усиления импульса в невозмущенном конусном волокне с выходным диаметром сердцевин 60 мкм (а-в), в волокне со случайными смещениями сердцевин (амплитуда смещения 1 мкм. (г-е)), в волокне со сложным профилем показателя преломления, близким к измеренному в реальной заготовке (ж-и), в волокне с выходным диаметром 110 мкм в условиях начала процесса самофокусировки (к-м). Во всех строках показаны распределения амплитуды поля при  $y=0$  вдоль волокна (а, г, ж, к), поперечное распределение выходного поля в момент времени, соответствующий абсолютному максимум импульса (б, д, з, л), распределение амплитуды выходного поля при  $y=0$  в зависимости от  $x$  и  $t$  (в, е, и, м).

Возможности масштабирования энергии импульсов в конусных усилителях были исследованы в численном моделировании. Были проведены несколько серий моделирования при различных параметрах системы и различных возмущениях [A1]. Рассматривались два варианта конусного волокна со следующими параметрами активной сердцевины: шаг-индекс профиль с  $\Delta n=0.0015$  (числовая апертура  $NA=0.065$ ), легирование ионами иттербия (~1%), коэффициент поглощения по слабому сигналу 600 дБ/м на длине волны 1.03 мкм, диаметр линейно увеличивался от 10 мкм на входе (строго одноимодовый режим) до 60 мкм (в первом случае) или 100 мкм (во втором случае) на выходе. Длина волокна составляла 0.5 м. Входной сигнал на длине волны 1.03 мкм с энергией в интервале 5-20 мкДж имел форму chirпированного гауссова импульса с длительностью 0.5 нс, при этом его спектрально-ограниченная длительность равнялась 200 фс. Для выяснения предельных возможностей такого усилителя предполагалась высокая интенсивность накачки на длине волны 975 нм, достаточная для насыщения поглощения на этой длине волны вдоль всего волокна. Пример результатов моделирования конусного усилителя с различными возмущениями приведен на рис. 5.

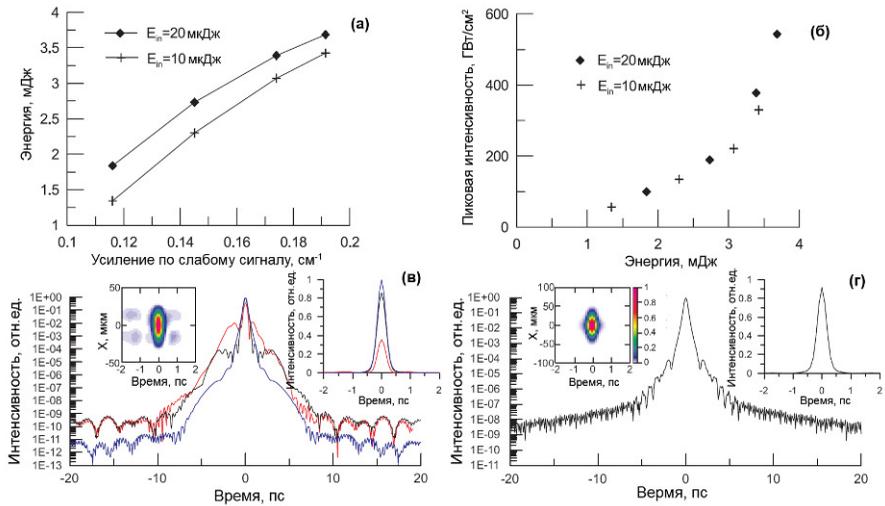


Рисунок 6. Зависимости выходной энергии от усиления по слабому сигналу (а) и зависимость пиковой интенсивности на выходе от энергии импульса (б). Временные формы сжатого импульса в усилителе с выходным диаметром 60 мкм (в): без возмущений (синяя линия) и с возмущениями сердцевины (черная кривая – в центре, красная кривая – на расстоянии 10 мкм от центра сердцевины), на вставках пространственно-временной профиль пучка (слева) и формы импульсов в линейном масштабе (справа). Профиль интенсивности сжатого импульса в невозмущенном усилителе с выходным диаметром 110 мкм в режиме заметного влияния нелинейного обужения пучка (г).

С помощью трехмерного моделирования пространственно временной динамики удалось исследовать влияние возмущений структуры волокна (плавный изгиб, мелкомасштабные случайные вариации положения сердцевинки вдоль волокна, искажения поперечного профиля показателя преломления) на качество выходного сигнала. Было показано, что даже при существенных возмущениях и большом влиянии керровской нелинейности на рассмотренных длинах волокна не происходило значительной перекачки энергии в высшие моды – во всех случаях доля энергии в фундаментальной моде на выходе составляла не менее 89%. Выходная энергия импульса могла быть увеличена до 3.5 мДж. Предел по увеличению энергии в волокне с очень большим размером сердцевинки связан с увеличением пиковой мощности и развитием самофокусировки. Также было проведено моделирование сжатия импульса в линейном компрессоре, оптимизированном для компенсации спектральной фазы (включая нелинейную) для центральной области пучка. Искажения пространственно-временной формы импульса имели место, однако не препятствовали сжатию импульса до фемтосекундной длительности (длительность увеличивалась от 370 фс до 380 фс), хотя и приводили к ухудшению ближнего контраста импульса и появлению несжатого гало в периферийной области пучка (рис. 6).

Таким образом, в численном моделировании была продемонстрирована возможность построения усилителя чирпированных импульсов миллиджоульного уровня на основе конусных волокон. Также были проведены большие серии численных расчетов с различными возмущениями системы и собран большой объем данных по искажениям пространственно-временной структуры импульсов, которые использовались для моделирования когерентного суммирования, описанного далее в Главе 4.

### ***2.3. Экспериментальное исследование усилителя с мегаваттной пиковой мощностью на основе конусных иттербиевых световодов***

Экспериментальные исследования конусных усилителей ведутся несколькими группами. В экспериментах автора совместно с коллегами из ИПФ РАН и ИЦВО РАН проведены исследования конусных волоконных усилителей, легированных ионами иттербия, при этом особый акцент сделан на достижении и достоверном измерении высокой пиковой мощности непосредственно на выходе конуса и после компрессии. Для экспериментального исследования были использованы несколько вариантов волоконных световодов.

Схема экспериментальной установки для исследования конусных световодов показана на рис. 7. В этой схеме использован задающий источник, построенный по тому же принципу, что был описан в предыдущем разделе. Благодаря возможности перестройки длины волны задающего источника оказалось возможным работать на длинах волн как 1.03 мкм (максимум усиления иттербия при высокой мощности накачки), так и 1.06 мкм (широкий и отно-

сительно плоский участок контура усиления). Конусное волокно непосредственно приваривалось к волоконному выводу выходного изолятора Фарадея предусилителя. Накачка световода осуществлялась через дихроичное зеркало с широкого конца многомодовым лазерным диодом со стабилизированной длиной волны 975 нм максимальной мощностью 60 Вт.

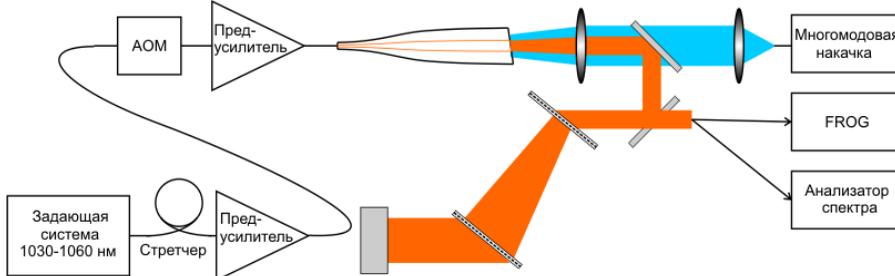


Рисунок 7. Схема для исследования усилителя на конусных волокнах.

Первые эксперименты были проведены на длине волны 1.03 мкм с очень коротким конусным волокном длиной 50 см, которое не сохраняло поляризацию. Волокно имело диаметр сердцевинки на входе 13 мкм и 40 мкм на выходе. После оптимизации параметров (мощности накачки и частоты повторения импульсов) и сжатия импульса в решеточном компрессоре были получены импульсы длительностью около 120 фс при максимальной энергии 1 мкДж, что соответствует пиковой мощности 5.8 МВт (с учетом реальной формы импульса, измеренной методом FROG). Высокая пиковая мощность была подтверждена независимым от оценок по энергии и форме импульса способом с помощью наблюдения самофокусировки выходного пучка в стеклянном стержне. Одной из проблем в данном волокне являлось неидеальное качество выходного пучка, что вероятно было обусловлено неадиабатичностью конуса.

Наиболее полный набор экспериментальных данных по усилению chirпованных импульсов был получен для длинного конусного волокна, сохраняющего поляризацию [A5]. Волокно было изготовлено сотрудниками ИЦВО РАН, длина этого волокна составляла 2 м, при этом на первых 0.8 м диаметр сердцевинки увеличивался быстро от ~9 мкм (одномодовый режим) до ~40 мкм, а далее он увеличивался плавно до 63 мкм. Длина волокна была слишком большой для усилителя на длине волны 1.03 мкм (сигнал усиливался еще в тонкой части волокна, в результате импульс искажался). Поэтому была выбрана рабочая длина волны 1.06 мкм, где коэффициент усиления ионов итербия ниже, кроме того, не происходит совместного действия рамановского усиления и усиления длинноволнового крыла спектра. При этом реализовывался режим, в котором сигнал в первой части волокна не усиливался (а даже по оценкам ослабевал), а основное усиление происходило ближе к толстому выходному концу волокна. Максимальная энергия импульсов (20 мкДж) была ограничена началом интенсивной перекачки энергии в область длинных волн

в результате вынужденного комбинационного рассеяния, однако нелинейные искажения импульса начинали проявляться раньше.

Результаты измерения форм импульсов методом FROG при различной частоте повторения показаны на рис. 8 [A5]. Средняя мощность на выходе при этом поддерживалась постоянной 10 Вт (8.3 Вт после компрессора). Видно, что длительность сжатого импульса около 315 фс и его качество (величина пьедестала) слабо изменяются вплоть до частоты повторения 1 МГц (энергия на пьедестале) слабо изменяются вплоть до частоты повторения 1 МГц (энергия 8 мкДж). При увеличении энергии импульса возрастала роль фазовой самомодуляции, для частичной компенсации нелинейной фазы компрессор подстраивался по максимуму сигнала второй гармоники от сжатого импульса. При снижении частоты до 0.55 МГц длительность возрастает и появляется заметный пьедестал, что связано с сильными искажениям в результате фазовой самомодуляции, которые невозможно скомпенсировать расстройкой компрессора.

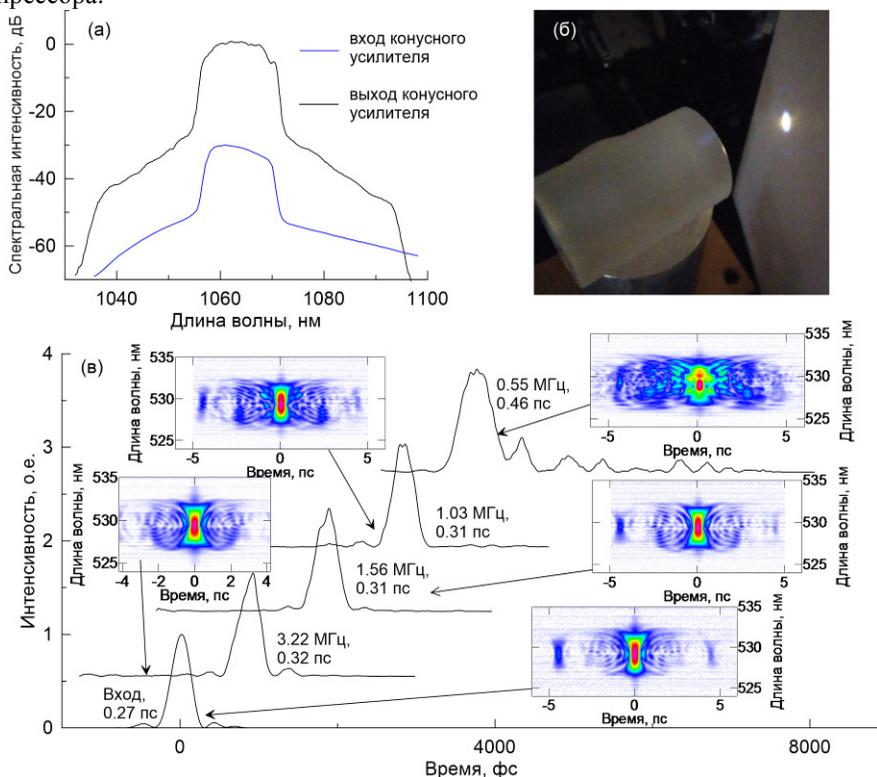


Рисунок 8. Спектры до и после конусного усилителя (а), фотография видимого суперконтинуума при самофокусировке излучения с выхода системы в стекле (б), измеренные с помощью метода FROG формы импульса при различных параметрах (в).

Максимальная пиковая мощность составляла около 22 МВт и была подтверждена в экспериментах по наблюдению самофокусировки в стекле пучка, ослабленного в регулируемом аттенуаторе. В сочетании с высокой пиковой мощностью непосредственно на выходе волокна (0.65 МВт при 0.55 МГц и 0.35 МВт при 1 МГц) данный результат говорит о хорошей потенциальной масштабируемости конусных волоконных усилителей при использовании большего коэффициента растяжения импульса, как это было показано в численном моделировании в предыдущем разделе. Отметим, что пиковая мощность чирпированного импульса непосредственно на выходе волокна лишь в 3 раза ниже рекордных значений, полученных в существенно более сложной системе на фотонно-кристаллическом стержневом волокне [14]. Пиковая мощность мегаваттного уровня в волокне сопоставима с той, что получалась в численном моделировании в предыдущем разделе. При этом надо учитывать, что в моделировании рассматривались чирпированные импульсы гораздо большей длительности (0.5-1 нс) и существенно меньшие длины волокна, поэтому в экспериментальной схеме влияние нелинейных искажений за счет самомодуляции было ограничивающим фактором. Длительность импульсов после компрессии сопоставима с длительностью, полученной в моделировании. Таким образом, эксперимент с конусными волокнами качественно подтверждает выводы о перспективах по увеличению энергии при использовании более длинных импульсов.

#### ***2.4. Заключение к Главе 2***

Использование конусных волокон с большой площадью выходной моды имеет хороший потенциал для повышения пиковой мощности в лазерных усилителях чирпированных импульсов до мультимегаваттного уровня. При этом основные части системы, включая задающий фемтосекундный осциллятор, предусилители и сам конусный усилитель могут быть выполнены в полностью волоконном формате. Это, во-первых, делает их привлекательными для практических приложений, а во-вторых, открывает перспективы для их использования в многоканальных массивах с когерентным суммированием пучков для дальнейшего повышения мощности, что исследуется в Главе 4.

### **Глава 3. Лазерные системы на основе многосердцевинных световодов**

Представленные в предыдущих главах исследования показывают, что энергия и пиковая мощность излучения могут быть увеличены с помощью увеличения размера моды волокна, и при использовании конусного волокна возможно сохранение квазиодномодового распространения. Мощность излучения мегаваттного уровня при длине волны около 1 мкм может быть достигнута непосредственно в волокне. Такой уровень мощности приближается к порогу самофокусировки в материале световода и эффект нелинейного обужения пучка отчетливо проявляется в численных экспериментах. Это ограни-

чение не может быть преодолено простым увеличением размера моды. Перспективы многократного повышения мощности связаны с использованием многосердцевинных волоконных световодов (МСВ), в которых сигнал распределен по многим сердцевинами и когерентно суммируется на выходе. В МСВ с достаточно близко расположенными сердцевинами излучение может распространяться в виде коллективных мод всех сердцевин (супермод), при этом может сохраняться когерентность между сердцевинами, что существенно упрощает дальнейшее суммирование излучения в один оптический пучок. Как отмечалось во введении, в абсолютном большинстве работ, посвященных исследованию лазерных систем на основе многосердцевинных волокон со связанными сердцевинами, используется синфазная супермода излучения [37], в которой фазы сигнала во всех сердцевинах одинаковы. Однако такая супермода подвержена дискретной модуляционной неустойчивости, что затрудняет ее использование для масштабирования пиковой мощности [38, 39].

В работе [40] авторы впервые обратили внимание на то, что в волокне с 6 сердцевинами, расположенными на кольце, противофазная супермода, в которой фазы излучения в соседних сердцевинах отличаются на  $\pi$ , не испытывает дискретной самофокусировки, в отличие от синфазной супермоды. Дальнейших исследований в этом направлении, насколько известно автору, не проводилось. Использование данной супермоды является многообещающей перспективой для масштабирования мощности. В настоящей работе было проведено численное и, впервые, целенаправленное экспериментальное исследование распространения и усиления данной супермоды. Также были сделаны обобщения на более сложные структуры, включая, структуру с несколькими гексагональными кольцами, а также квадратную матрицу сердцевин.

### ***3.1. Возможности преодоления фундаментальных ограничений на пиковую мощность излучения в многосердцевинных световодах с кольцевой структурой сердцевин***

Коллегами автора в ИПФ РАН были сформулированы достаточно общие теоретические основы, которые подтверждают устойчивость противофазной супермоды в волокнах с кольцевой структурой сердцевин, а также нескольких других структурах. Теоретический анализ был сделан на основе дискретной модели, в которой поле в каждой сердцевине описывается только единственной переменной. Автором выполнена проверка сделанных выводов в полномасштабном трехмерном моделировании нелинейной динамики в МСВ, которое представлено в работах [A11, A12]. Кроме того, были проведены экспериментальные исследования, подтвердившие возможность селективного возбуждения и усиления противофазной супермоды в МСВ с кольцевой структурой сердцевин [A13].

Моделирование распространения пучка в МСВ с кольцевой структурой сердцевин, подтверждающее устойчивость противофазного распределения, было выполнено на основе трехмерного численного кода, описанного в Главе 1. В качестве примера было рассмотрено кварцевое волокно с 10 сердцевинами с реалистичными параметрами: диаметр сердцевины 8 мкм, расстояние между сердцевинами 15 мкм, разница показателей преломлений сердцевины и оболочки 0.002 [A11]. Профиль показателя преломления каждой из сердцевины выбран в виде сглаженной степ-образной функции. В первую очередь ставилась цель исследовать устойчивость пространственной структуры, поэтому для уменьшения времени расчета моделирование производилось для непрерывного излучения с мощностью, соответствующей пиковой мощности мегаваттного уровня в импульсных лазерных системах. Исследование временной динамики является отдельной задачей. Тем не менее, результаты, полученные для непрерывного излучения, могут быть использованы в качестве основы для изучения пространственной динамики локально во времени для импульсных систем. Например, такое приближение оправдано в усилителях чирпированных импульсов. Начальное условие было задано в виде суммы мод отдельных сердцевины с чередующейся фазой 0 и  $\pi$  и случайными добавками в пределах 5% к интенсивности в каждой сердцевине. Результаты моделирования, приведенные на рис. 9 показывают, что даже при мощности в каждой сердцевине 0.7 от критической мощности самофокусировки в материале световода  $P_{cr}$  распределение остается устойчивым, и фаза между полями в сердцевинах сохраняется на всей трассе распространения. Таким образом, в прямом численном моделировании трехмерного распространения показана перспективность использования противофазного распределения для транспортировки мощного излучения. Также были проведены моделирования в МСВ со структурой сердцевины, состоящей из нескольких объединенных колец, как показано на рис. 9 [A12]. В такой системе также существует противофазная супермода, однако распределение мощностей по сердцевинам для слабого излучения неоднородно – мощность больше в центральном кольце, чем на периферии. При повышении суммарной мощности распределение выравнивается; в конечном итоге мощности во всех сердцевинах становятся практически одинаковыми. При суммарной мощности, приближающейся к  $NP_{cr}$ , начинает проявляться эффект самофокусировки в каждой сердцевине, но даже при этом сохраняется противофазное распределение поля.

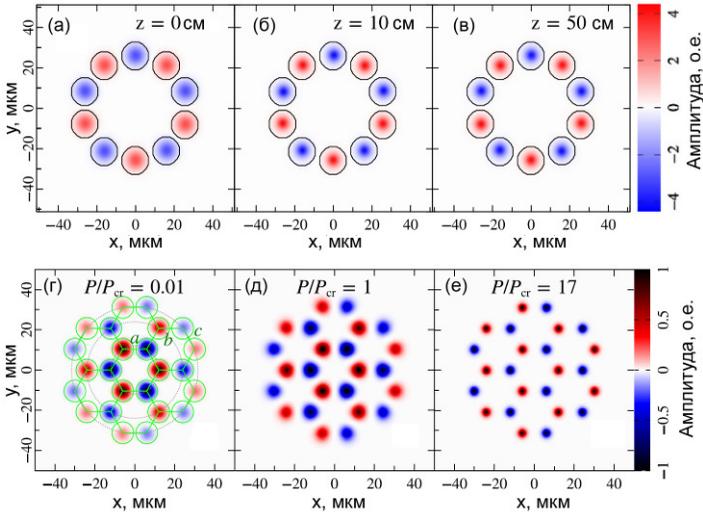


Рисунок 9. Моделирование распространения противофазной супермоды в МСВ с кольцевой структурой сердцевин на разных расстояниях от входа (а, б, в) и в МСВ с сердцевинами, собранными в несколько колец при разных уровнях суммарной мощности (г, д, е).

Устойчивая поперечная структура противофазной моды может быть далее использована для построения устойчивых пространственно-временных решений, в частности оптических солитонов. Коллеги автора предложили и исследовали теоретически солитонные решения в МСВ со структурой одного или нескольких связанных колец, которые могут переносить энергию примерно в  $N$  раз больше, чем шредингеровские солитоны в односердцевинном световоде с такими же параметрами дисперсии и нелинейности [A12, A16]. Такие решения могут быть обобщены на случай очень короткой длительности, соответствующей нескольким периодам осцилляций поля. Автором в данных работах были проведены численные исследования данных солитонов с учетом дисперсионных и нелинейных эффектов высших порядком и вынужденного комбинационного рассеяния, в частности, была продемонстрирована возможность солитонной компрессии импульсов от длительности 100 фс до  $\sim 14$  фс [A16].

Для подтверждения возможности использования противофазной моды в усилителе было проведено экспериментальное исследование ее распространения и усиления в активном МСВ с 6 сердцевинами, легированными иттербием [A13]. Требования к световоду, а именно, требуемые разницы показателя преломления сердцевин и оболочки, диаметр сердцевин, концентрации активных ионов и расстояния между сердцевинами были разработаны автором. Односердцевинные заготовки для активных сердцевин были изготовле-

ны в ИХВВ РАН по модифицированному MCVD процессу. Сборка и вытяжка МСВ были произведены сотрудниками НЦВО РАН и ИОФ РАН. Основой заготовки МСВ служил кварцевый стержень с шестью просверленными отверстиями, в которые были вставлены односердцевинные заготовки. Оболочка заготовок была предварительно стравлена практически до сердцевинки, что обеспечило малые зазоры между сердцевинками в МСВ. Изображение центральной части изготовленного МСВ, полученное на электронном микроскопе, представлено на рис. 10. Кварцевая оболочка МСВ диаметром 100 мкм была окружена второй полимерной оболочкой с меньшим показателем преломления, что обеспечивало возможность распространения многомодового излучения накачки.

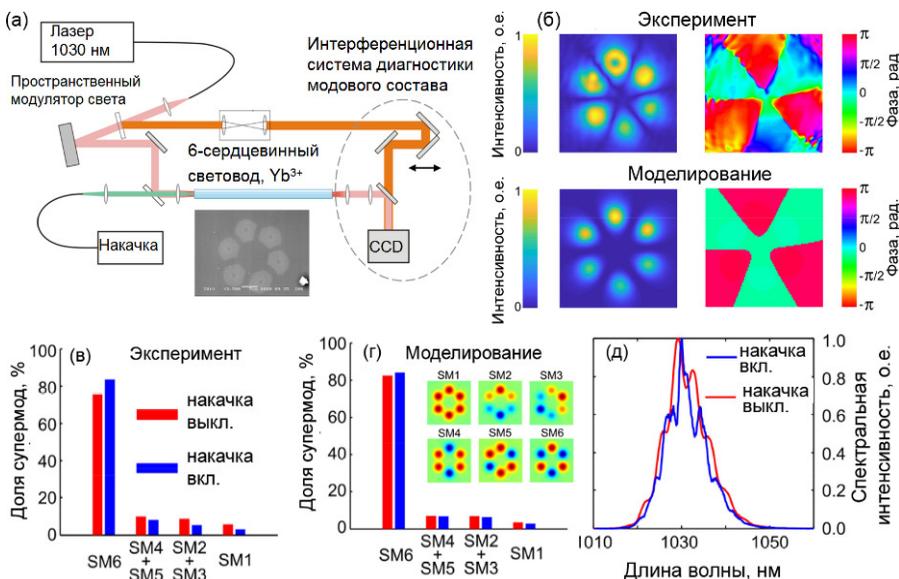


Рисунок 10. Схема для исследования возбуждения и усиления супермод в иттербиевом 6-сердцевинном световоде (а). Измеренные и полученные в численном моделировании амплитудные и фазовые профили противофазной супермоды (б). Измеренный (в) и рассчитанный в численном моделировании (г) модовый состав излучения на выходе МСВ при выключенной и включенной накачке, на вставке – рассчитанные профили супермод МСВ SM1-SM6. Спектр на выходе МСВ (д).

Для исследования распространения и усиления импульсов в МСВ была разработана экспериментальная схема, показанная на рис. 10(а). В качестве источника излучения использовалась задающая система на основе эрбиевого лазера и нелинейного конвертера в диапазон длин волн 1 мкм, которая ранее использовалась во всех экспериментах автора по усилению в иттербиевых световодах. Система поставляла импульсы с регулируемой частотой повторе-

ния от 1 до 16 МГц. Для эффективного ввода излучения в МСВ была использована схема на основе пространственного модулятора света (SLM – spatial light modulator), которая позволяла синтезировать 6 пучков с регулируемыми фазами между пучками. Накачка волокна осуществлялась многомодовым лазерным диодом через дихроичное зеркало. Анализ модового состава излучения на выходе МСВ осуществлялся с помощью интерферометрической схемы. В этой схеме часть излучения от задающего источника, пройдя через регулируемую линию задержки, совмещается с изображением выходного торца волокна на инфракрасной камере. При задержке, соответствующей групповой задержке одной из супермод волокна, на камере наблюдается интерференционная картина, по которой можно восстановить амплитуду и фазу поля моды. Оптимизация ввода излучения осуществлялась с помощью специального итерационного алгоритма на основе метода градиентного спуска, в котором учитывались данные о модовом составе на каждой итерации, и производилась коррекция фазовой маски на SLM. Было достигнуто селективное возбуждение противофазной моды, доля которой составляла 90% в выходном излучении. В режиме усиления при максимальной мощности накачки 12 Вт мощность сигнала составляла 0.9 Вт, что соответствовало энергии 0.9 мкДж и пиковой мощности около 18 кВт при минимальной частоте повторения. Измеренные и полученные в численном моделировании диаграммы, показывающие модовый состав излучения, приведены на рис. 10(в,г). Рассчитанные профили шести супермод, поддерживающиеся в идеальном МСВ, показаны на вставке на рис. 10(г). Экспериментальная схема позволяла выделять содержание противофазной супермоды (SM6), синфазной супермоды (SM1) и суммарное содержание пар вырожденных супермод (SM2+SM3 и SM3+SM4). Содержание противофазной супермоды в усиленном излучении было более 80%. Значительных искажений спектра при усилении не наблюдалось, что говорит о пригодности данного усилителя для систем усиления ультракоротких chirпованных импульсов (рис. 10(д)).

Было выполнено численное моделирование процесса усиления излучения с помощью трехмерного кода с учетом реальной структуры поперечного сечения волокна и не идеального ввода излучения в МСВ. Сравнение результатов эксперимента и моделирования показало, в том числе, совпадение измеренных и рассчитанных структур мод, а также подтвердило слабое изменение модового состава при включении усиления (рис. 10(г)) с небольшим увеличением доли противофазной моды в результате большего интеграла перекрытия этой моды с легированными сердцевинами.

Исследование возможностей дальнейшего масштабирования было проведено в численном моделировании. Было рассмотрено МСВ, которое можно получить из той же самой заготовки, с помощью увеличения диаметра волокна и размера сердцевин в 1.5 раза до максимального значения, при котором они еще остаются одномодовыми. Моделирование подтвердило преимущества использования противофазной супермоды по сравнению с синфазной в

реалистичных условиях. Противофазная супермода даже в неидеальной структуре остается устойчивой при высокой пиковой мощности, тогда как для синфазной супермоды наблюдается дискретная самофокусировка излучения в одну из сердцевин (рис. 11). Моделирование показывает возможность достижения суммарной пиковой мощности около 1 МВт в данной структуре, при этом наблюдается выравнивание интенсивностей в сердцевинах.

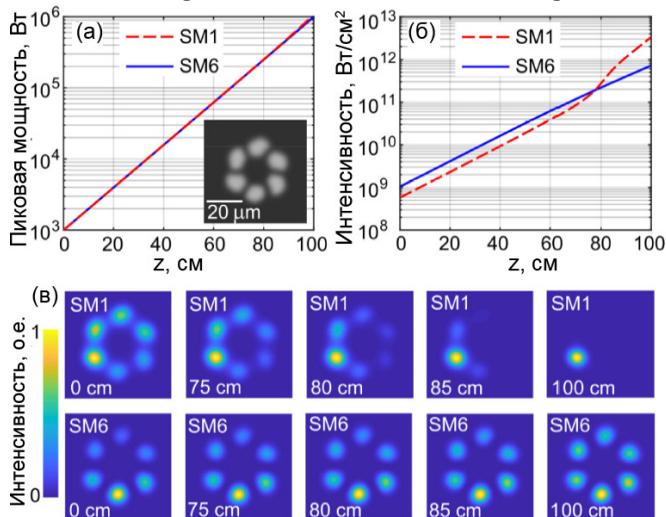


Рисунок 11. Численное моделирование усиления излучения в МСВ с увеличенным диаметром в синфазной и противофазной супермодах: зависимость энергии (а), пиковой интенсивности (б) и поперечного профиля пучков от расстояния вдоль волокна (в).

Таким образом, в эксперименте впервые была продемонстрирована возможность селективного возбуждения и устойчивого усиления chirпированных импульсов с поперечной структурой в виде противофазной супермоды в МСВ с кольцевой структурой сердцевин. Численное моделирование с учетом реалистичной структуры сердцевин волокна и возмущений подтвердило преимущества использования противофазной супермоды для достижения высокой пиковой мощности в усилителях chirпированных импульсов.

### 3.2. Масштабирование мощности в многосердцевинных волокнах с квадратной матрицей сердцевин

Концепция использования противофазной супермоды может быть расширена на более плотно упакованные структуры сердцевин. Рассмотренные выше кольцевые структуры не обеспечивают наиболее плотное заполнение сердцевинами поперечного сечения МСВ. Для повышения эффективности

заполнения было предложено использовать квадратную матрицу сердцевин, в которой возможно распространение противофазной супермоды. В данной структуре сердцевины расположены в узлах квадратной сетки, при этом ее параметры выбраны так, что связь между ближайшими четырьмя соседними сердцевинами достаточно высока, а связь между сердцевинами по диагонали существенно меньше. Особенности формирования противофазной супермоды в массиве  $N \times N$  сердцевин можно пояснить в модели, основанной на системе связанных нелинейных уравнений Шредингера [A17, A14]:

$$i \frac{\partial a_{nm}}{\partial z} + \chi(a_{n-1,m} + a_{n+1,m} + a_{n,m-1} + a_{n,m+1}) + \gamma a_{nm} |a_{nm}|^2 = 0. \quad (9)$$

Здесь  $a_{nm}$  амплитуда поля в  $(n,m)$  сердцевине,  $\chi > 0$  – коэффициент связи,  $\gamma > 0$  – нелинейный коэффициент. Граничные условия могут быть легко сформулированы с помощью добавления дополнительных виртуальных сердцевин по краям матрицы и требования в них нулевых амплитуд. В линейном случае стандартная процедура нахождения собственных мод дает  $N \times N$  решений, из которых для дальнейшего изложения представляет интерес основная (синфазная) мода и высшая (противофазная) мода, в которой фазы поля 0 и  $\pi$  чередуются в сердцевинах в шахматном порядке. В предельном случае большого числа сердцевин можно перейти к квазинепрерывному описанию. Представив поле противофазного распределения в виде  $a_{nm} = g(n,m)(-1)^{n+m}$ , где  $g$  – плавная функция аргументов, и, используя приближение конечных разностей в виде вторых производных, уравнение представляется в виде

$$i \frac{\partial g(n,m)}{\partial z} - \chi \left( \frac{\partial^2 g(n,m)}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 g(n,m)}{\partial m^2} \right) + \gamma g |g|^2 = 0. \quad (10)$$

Вид данного уравнения соответствует нелинейному распространению пучка излучения в среде с кубичной нелинейностью, однако дифракционный член имеет противоположный знак. Поэтому для противофазной супермоды отсутствует модуляционная неустойчивость относительно малых возмущений, и вместо самофокусировки имеет место эффект "самодефокусировки", т.е. выполаживания неоднородного распределения поля. В линейном случае основная собственная мода в данном уравнении (т.е. огибающая противофазного распределения) имеет вид  $g \propto \sin(\pi n / (N + 1)) \sin(\pi m / (N + 1))$ . В случае высокой мощности решение может быть получено только в численном моделировании. Уравнение может быть переписано в полностью безразмерном виде [A14] и это безразмерное представление демонстрирует, что форма огибающей моды определяется единственным параметром – пиковой интенсивностью излучения. Профиль огибающей противофазной моды становится все более и более плоским при увеличении интенсивности. Наблюдается достаточно резкий переход от колоколообразного к прямоугольному профилю. Характерные значения, при которых происходит переход можно оценить как

$$|a|^2 = \chi G_p^2 / (\gamma(N+1)^2), \quad (11)$$

где величина  $G_p$  определяет степень "прямоугольности" распределения (при  $G_p \sim 20$  амплитуда огибающей поля более 0.8 от максимума на 80% площади). Численное моделирование на основе трехмерного кода продемонстрировало устойчивое распространение и возможность усиления противофазной супермоды в квадратной матрице сердцевин. Важно отметить, что при усилении происходит перестройка структуры моды. Увеличение мощности должно быть достаточно плавным, чтобы структура моды успевала перестроиться. Пример численного моделирования для структуры из  $11 \times 11$  сердцевин показан на рис. 12 [A17]. Моделирование выполнено для кварцевого волокна на длине волны 1.03 мкм. Основной целью моделирования было выяснение предельных возможностей масштабирования мощности, поэтому рассматривались одномодовые сердцевины с увеличенной площадью моды диаметром 13 мкм с разницей показателей преломления сердцевина/оболочка 0.0015, расстояние между сердцевинами 19 мкм [A17], коэффициент усиления  $0.12 \text{ см}^{-1}$ . Видно, что при увеличении мощности к выходу волокна распределение интенсивностей по сердцевинам становится более равномерным; при этом возмущения, обусловленные неточным заданием моды на входе, не нарастают, т.е. распространение остается устойчивым. Данные результаты, впервые представленные в работе [A17], подтвердили перспективность использования противофазной моды в достаточно плотно упакованной структуре сердцевин.

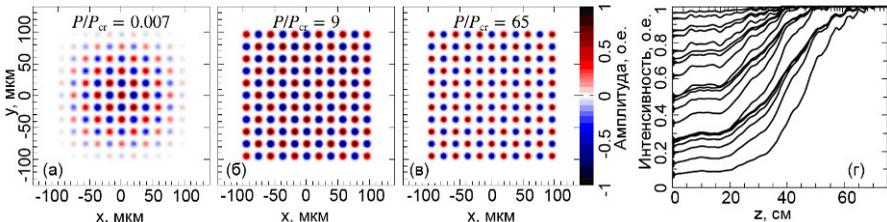


Рисунок 12. Усиление противофазной супермоды в МСВ с квадратной матрицей  $11 \times 11$  сердцевин: амплитуды поля при различных достигнутых мощностях по отношению к критической мощности (0.007 – а, 9 – б, 65 – в), эволюция интенсивностей в сердцевинах вдоль волокна (г).

Для экспериментальной проверки возможности возбуждения и распространения противофазной супермоды было разработано МСВ с квадратной матрицей  $5 \times 5$  сердцевин. Волокно было изготовлено сотрудниками ИЦВО РАН и ИОФ РАН на основе дизайна, разработанного автором. Использовалась экспериментальная система, аналогичная представленной на рис. 10(а) и модифицированная для МСВ с квадратной матрицей сердцевин. В частности, был изменен способ синтеза поля на входном торце МСВ: был использован перенос изображения плоскости SLM на торец волокна с промежуточным

пространственным фильтром [A14]. Это позволило непосредственно на матрице SLM строить требуемое фазовое распределение без использования преобразования Фурье. С помощью задания различных распределений поля на входе МСВ и анализа модового состава на выходе, были идентифицированы несколько супермод МСВ, в частности синфазная и противофазная моды, показанные на рис. 13(а,б). Были также измерены групповые индексы распространения данных мод, которые оказались в хорошем соответствии с результатами численного расчета супермод данного МСВ с учетом реальной структуры его сердцевин. Измеренные амплитудные и фазовые профили супермод также хорошо согласовывались с рассчитанными распределениями. После оптимизации ввода содержание противофазной супермоды на выходе волокна составило 88%. Важно подчеркнуть, что после первоначальной настройки, модовый состав и соотношения амплитуд и фаз между полями в сердцевинах оставались неизменными без какой бы то ни было системы обратной связи. Это выгодно отличает данную систему от массива независимых волоконных каналов. Спектр излучения, измеренный в одной из центральных сердцевин на выходе МСВ, был идентичным спектру исходного сигнала, что также говорит о хорошей модовой чистоте излучения и отсутствии перекачки излучения в другие моды.

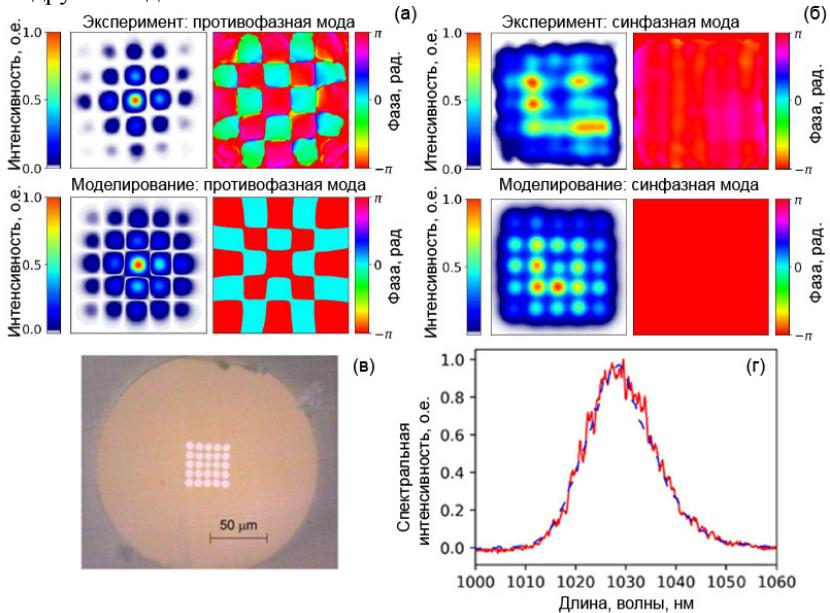


Рисунок 13. Распространение супермод в МСВ с квадратной матрицей сердцевин: измеренные и рассчитанные профили интенсивности и фазы противофазной (а) и синфазной (б) супермод, микрофотография поперечного сечения волокна (в), спектры излучения на входе и на выходе МСВ (г).

Таким образом, впервые в эксперименте [A14] удалось селективно возбудить противофазную моду в МСВ с квадратной матрицей сердцевин и измерить ее фазовые и амплитудные профили, а также и продемонстрировать распространение широкополосного chirпированного излучения с поперечной структурой в виде данной моды.

В эксперименте не было возможности достигнуть режима распространения, при котором происходит выравнивание интенсивностей в сердцевинах, поскольку доступная на момент проведения эксперимента мощность излучения была для этого недостаточна. Тем не менее, возможность такого режима была исследована в численном моделировании [A14]. Чтобы наблюдать эффект выравнивания при реалистичной мощности было рассмотрено волокно, которое можно изготовить из той же заготовки, но при масштабировании всей структуры в 1.08 раза. Это приводит к уменьшению коэффициента связи и требуемой мощности в соответствии с формулой (11). В моделировании учитывалась реальная геометрическая структура сердцевин экспериментальной заготовки, которая обуславливает немного искаженные профили супермод. Сравнение распространения синфазной и противофазной супермод показывает, что синфазная мода испытывает дискретную самофокусировку при полной мощности более 1 МВт (рис. 14) Противофазная мода, которая при малой мощности сильнее локализована в центральных сердцевинах, при увеличении мощности занимает всю поперечную структуру волокна.

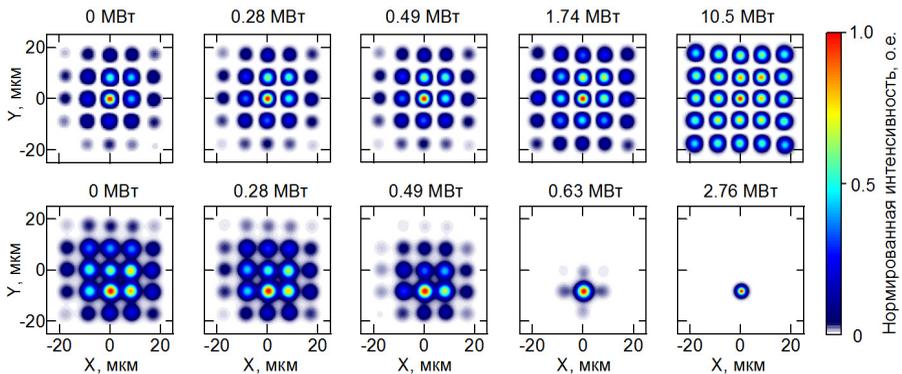


Рисунок 14. Распространение противофазной (верхняя строка) и синфазной (нижняя строка) супермод в волокне при различных мощностях излучения.

### 3.3. Возможности достижения мультимегаваттного уровня мощности с помощью совмещения концепций многосердцевинных и конусных световодов

В предшествующих разделах были продемонстрированы впечатляющие возможности многосердцевинных световодов по масштабированию мощно-

стных характеристик волоконных систем. Тем не менее, даже при использовании МСВ предпочтительно увеличивать площадь поля моды в каждой из сердцевин, чтобы увеличить выходную мощность без чрезмерного увеличения числа сердцевин и усложнения конструкции МСВ. Отметим, что максимальный диаметр одномодовой сердцевины составляет не более 10-15 мкм на длине волны 1 мкм при технологически обоснованных значениях разности показателей сердцевины и оболочки порядка  $10^{-3}$ .

В работе [А6] было впервые исследована комбинированная концепция конусного и многосердцевинного волокон. Предложен волоконный усилитель на основе монолитного МСВ с массивом связанных сердцевин и диаметром, увеличивающимся от входа к выходу. В таких световодах может быть реализован эффективный ввод излучения без возбуждения нежелательных мод даже при неточном синтезе требуемого входного поля; с другой стороны, адиабатическое увеличение площади основной моды при приближении к выходу помогает уменьшить нежелательное влияние нелинейных эффектов. Было проведено детальное численное исследование усиления противофазной моды в конусном МСВ, в котором сердцевинны расположены по кольцу и в виде квадратной решетки.

Пример численного моделирования усиления импульсного излучения с поперечной структурой противофазной супермоды на длине волны 1.03 мкм в конусном МСВ с кольцевой структурой из 10 сердцевин показан на рис. 15 [А6]. Сердцевинны были строго одномодовыми на входе (их диаметр 10 мкм,  $\Delta n=0.002$ , расстояние между сердцевиннами 12 мкм); вся структура волокна масштабировалась в 4.3 раза от входа к выходу. Длина волокна, коэффициент усиления, коэффициенты связи выбраны таким образом, чтобы соблюдались условия адиабатичности изменения поперечной структуры моды. Основными условием является то, что характерная длина увеличения диаметра конуса должна быть больше характерной длины усиления сигнала, которая, в свою очередь, должна быть больше характерной длины связи между сердцевиннами. Для демонстрации устойчивости режима были добавлены шумы входного поля на уровне 3% и случайные вариации разностей показателей преломления на уровне 1%. Моделирование показало, что, так же как и в волокне с постоянным диаметром, противофазная мода остается устойчивой. При этом пиковая мощность излучения при увеличении энергии импульса вдоль усилителя возрастает медленнее, чем возрастает энергия, благодаря адиабатическому увеличению диаметров сердцевин.

С помощью полномасштабного моделирования на основе алгоритма, описанного в разделе 1.2, с учетом временной структуры импульса (рис. 15(г)) было проверено, что при усилении даже в сильно нелинейном режиме не возникает неустойчивостей во временной области. Это обусловлено тем, что дисперсия волноводов нормальна на рабочей длине волны, что было проверено в численном моделировании и экспериментально в работе автора [А15]. Эффекты фазовой самомодуляции для длинных chirпированных импульсов не

приводят к существенным искажениям спектра, а возникающая нелинейная фаза, в принципе, может быть скомпенсирована в специальном компрессоре.

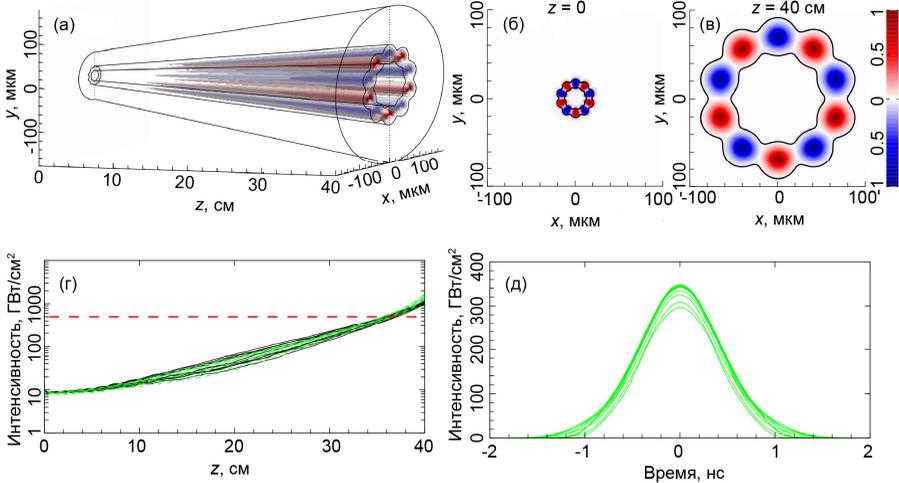


Рисунок 15. Моделирование усиления 1.1 нс чирпированного импульса в конусном МСВ с кольцевой структурой сердцевин. Эволюция амплитуд поля вдоль волокна (а), поле на входе (б) и на выходе (в) усилителя, эволюция пиковой интенсивности вдоль волокна, рассчитанная с учетом временной структуры импульса (г, зеленые линии) и в приближении непрерывного излучения (г, черные линии), временные профили импульсов в сердцевинах на выходе (д).

Таким образом, для оценки пределов усиления длинных чирпированных импульсов, можно использовать приближение непрерывного излучения с мощностью, соответствующей пиковой мощности импульса. Хорошее совпадение эволюции пиковых интенсивностей в модели с учетом временной структуры и в приближении непрерывного излучения, показанное на рис. 15(д), говорит о применимости данного приближения. С учетом ограничений, накладываемых пределом пробоя материала и превышением порога ВКР (соответствующих интенсивности порядка 500 ГВт/см<sup>2</sup>), возможно достижение суммарной мощности около 11 МВт [А6].

Аналогичное численное моделирование было выполнено для МСВ с квадратной матрицей 11x11 сердцевин (рис. 16). Моделирование продемонстрировало устойчивое усиление и адиабатическое преобразование структуры противофазной моды, в том числе, в сильно нелинейном режиме, когда интенсивности в центральных и периферийных сердцевинах выравниваются. С учетом ограничений суммарная мощность может достигать 55 МВт, что существенно превышает мощность, которую при тех же условиях можно получить в МСВ с постоянным диаметром с одномодовыми сердцевинами [А6].

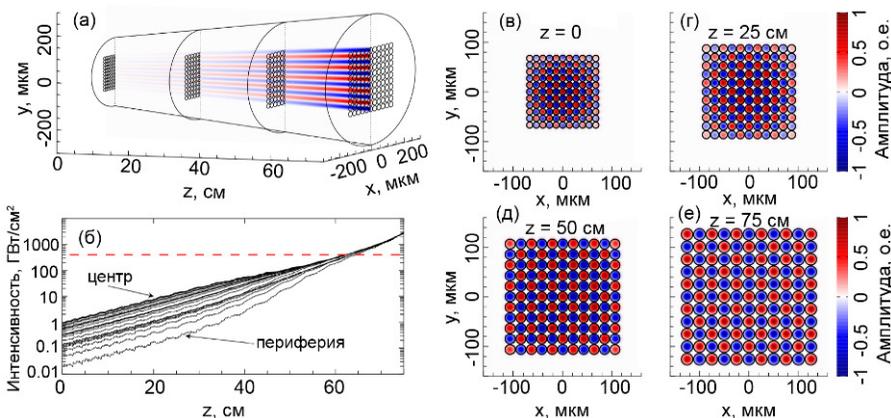


Рисунок 16. Усиление в конусном МСВ с квадратной матрицей 11x11 сердцевин. Общая схема сердцевин усилителя и картина эволюции амплитуд поля вдоль волокна (а), эволюция интенсивностей в сердцевинах (б), поперечные структуры полей на разных расстояниях от входа волокна (0 см – в, 25 см – г, 50 см – д, 75 см – е).

Таким образом, моделирование продемонстрировало, что конусные МСВ имеют хорошие перспективы для увеличения мощности лазерных систем.

### 3.4. Заключение к Главе 3

Полученные результаты показывают, что концепция использования противофазных супермод в МСВ со связанными сердцевинами имеет очень большие перспективы для транспортировки и усиления лазерных импульсов с высокой пиковой мощностью. Применение МСВ с квадратной матрицей плотно упакованных сердцевин в сочетании с технологией конусных световодов открывает возможность достижения мультимегаваттной мощности излучения непосредственно на выходе волоконного усилителя. Как будет показано в следующей главе, когерентное суммирование излучения противофазной супермоды может быть достаточно легко реализовано в схеме с минимальным количеством стандартных компонентов, что позволяет рассматривать системы на основе данных МСВ в качестве привлекательной альтернативы твердотельным или стержневым волоконным усилителям. Кроме того, использование противофазных супермод в МСВ расширяет возможности управления дисперсионными свойствами в волоконной оптике, что очень важно в контексте нелинейных преобразований мощных ультракоротких лазерных импульсов, что более подробно рассмотрено в Главе 6.

## **Глава 4. Повышение мощности лазерных систем с помощью когерентного суммирования пучков**

Один из перспективных путей повышения мощности лазерных систем основан на использовании когерентного суммирования оптических пучков. Волоконные системы с когерентным суммированием пучков имеют большие перспективы развития и возможности масштабирования на очень большое число каналов и исследования в данном направлении активно проводятся во всем мире. Например, предложенная Ж. Муру концепция сети когерентно суммируемых усилителей CAN – Coherent Amplification Network [5], направлена на построение импульсной системы для лазерного ускорения частиц, в которой тысячи оптоволоконных усилителей должны быть когерентно объединены для достижения пиковой мощности несколько сотен ГВт с частотой повторения несколько кГц. Возможность когерентного суммирования была продемонстрирована для многих систем – полупроводниковых непрерывных лазеров [45], волоконных систем, в том числе достаточно мощных систем с небольшим числом каналов на стержневых волокнах [92], и твердотельных лазеров, включая фемтосекундные параметрические системы тераваттного уровня [93].

Суммирование ультракоротких импульсов имеет специфику: необходимо наряду со стабилизацией фазы в каналах стабилизировать еще групповые задержки, а также необходима специальная широкополосная оптическая схема объединения массива лазерных пучков в один пучок. Например, одна из наиболее эффективных для непрерывного излучения схем на основе дифракционных элементов [43] неприменима напрямую для ультракоротких импульсов. В настоящее время основными оптическими схемами для ультракоротких импульсов являются суммирование с помощью делителей пучков (в том числе, поляризационных) [41] и суммирование в дальней дифракционной зоне [6]. Как обсуждалось во введении, подход на основе мозаичного заполнения апертуры и суммирования в дальней зоне является наиболее перспективным для большого числа каналов, поскольку он легко масштабируется. Особенности данного подхода и возможности кардинального улучшения его эффективности рассмотрены в данной главе.

### ***4.1. Моделирование когерентного суммирования миллиджоульных лазерных импульсов в массиве конусных волоконных усилителей***

В Главе 2 были приведены результаты численного моделирования усиления мощных импульсов в конусных волоконных усилителях с очень большим диаметром выходной сердцевины. Моделирование позволило исследовать различные возмущения, приводящие к искажениям пространственно-временной формы импульса. Большой интерес представляет исследование возможностей когерентного суммирования возмущенных усилительных ка-

налов. Отметим, что для осуществления эффективного когерентного суммирования необходимо обеспечить поддержание фаз между каналами, что обычно делается с помощью различных систем обратной связи. В данной работе мы не делаем акцент на исследованиях системы обратной связи, считая, что они позволяют компенсировать флюктуации фазы и групповой задержки с достаточной точностью в достаточно широком диапазоне частот [94]. Отметим, что с учетом квантовой природы света, в принципе возможна система обратной связи, которая способна компенсировать флюктуации вплоть до стандартного квантового предела шума [A10].

В работе [A4] мы исследовали пример многоканальной волоконной системы, удовлетворяющей концепции проекта CAN, представленной на рис. 17.

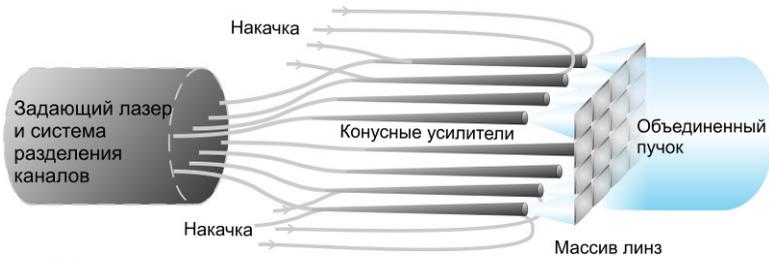


Рисунок 17. Общая схема системы с когерентным суммированием излучения, усиленного в массиве конусных волоконных усилителей.

Исходное излучение в этой системе (чирпированные импульсы) генерируется задающей системой и далее через систему разделения каналов поступает через одномодовые волокна на массив конусных усилителей. Накачка усилителей может осуществляться, например, посредством ввода излучения через многомодовое волокно, сплавленное с конусным усилителем. Усиленные сигналы коллимируются непосредственно после каждого активного конуса, и когерентное сложение коллимированных пучков достигается в дальней зоне, т.е. реализуется схема мозаично заполненной апертуры. В данной части работы, изложенной в статьях [A1, A4], мы не оптимизируем схему суммирования, а исследуем влияние искажений в усилителях на результат суммирования. Были промоделированы до 36 каналов с одинаковой входной мощностью и коэффициентом усиления, но с различными реализациями случайных возмущений сердцевины, подобных представленным в Главе 2. Мы предполагали, что суммарный фазовый сдвиг в каждом канале может быть скомпенсирован системой обратной связи, также может быть скомпенсирована некоторая средняя спектральная фаза, возникающая из-за нелинейных искажений. Однако возбуждение высших мод, приводящее к дифференциальным фазовым и временным задержкам и искажениям пространственно-временной структуры пучков, не может быть скомпенсировано какими-либо простыми средствами. На картине поля в дальней дифракционной зоне (рис.

18(a)) хорошо выражен центральный максимум и несколько отчетливых побочных максимумов, а также слабый нерегулярный фон, возникающий из-за мод более высокого порядка в отдельных каналах. На рис. 18(б) показан также временной профиль сжатого импульса в центре основного максимума. В отдельных возмущенных каналах уже присутствуют ярко выраженные крылья импульсов, возникающие из-за фазовых искажений, вызванных керровской нелинейностью. Тем не менее, после когерентного суммирования возмущенных каналов уровень интенсивности крыльев не возрастает.

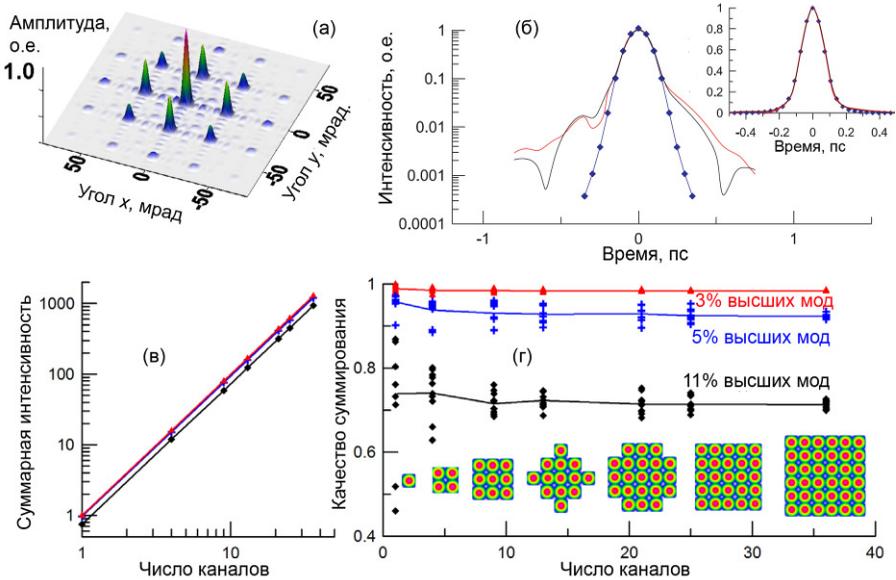


Рисунок 18. Поперечная структура поля, формируемого в дальней зоне, центральный пик соответствует когерентно просуммированному излучению (а), временная форма просуммированного и сжатого импульса (б, красная кривая), сжатый импульс от одного невозмущенного канала (б, синяя кривая с ромбами) и канала с возмущениями (черная кривая); пиковая интенсивность просуммированного пучка, отнормированная на интенсивность одного канала (в) и коэффициент качества суммирования в зависимости от числа каналов (г) при различных возмущениях, приводящих к возбуждению высших мод с долей мощности 3% – красные линии, 5% – синие линии, и 11% – черные линии. На вставках показаны схемы расположения пучков.

Далее мы изучили качество суммирования возмущенных усилителей на конических волокнах в зависимости от числа возмущенных каналов. Отношение пиковых интенсивностей, полученных после сжатия и суммирования возмущенных импульсов, и такого же числа идеальных импульсов, использовалось как показатель качества суммирования, поскольку именно пиковая интенсивность является важным для приложений параметром. Данное отно-

шение не является полной характеристикой всей системы суммирования, но оно показывает ухудшение эффективности суммирования при возникновении пространственных искажений в усилителях. Данное отношение в зависимости от числа каналов показано на рис. 18(г). Соответствующие схемы расположения пучков показаны на вставках. Для каждого числа каналов было проведено несколько численных экспериментов с разными реализациями случайных возмущений. Качество суммирования может достигать 98% при средней доле мощности возбужденных высших мод в усилителе около 3%. При больших возмущениях качество снижается до 92% при содержании высших мод 5 % и до 71 % при содержании высших мод 11%. Проведенные расчеты доказывают, что массивы конусных усилителей с большим выходным размером моды, в принципе, подходят для создания лазерных систем с когерентным суммированием.

#### ***4.2. Метод повышения эффективности когерентного суммирования ультракоротких импульсов до 98% в схеме с мозаично заполненной апертурой с неограниченным числом каналов***

Схема суммирования с мозаично заполненной апертурой является одной из наиболее перспективных для масштабирования на очень большое число каналов. Однако эффективность суммирования в данной схеме значительно ниже 100%, поскольку апертура не может быть равномерно заполнена оптическими пучками, которые обычно имеют колоколообразную форму, как, например, квазигауссовы пучки, генерируемые на выходе волоконных усилителей. Например, на рис. 18 из предыдущего раздела хорошо видно, что наряду с основным максимумом в дальней зоне дифракции формируется еще несколько побочных максимумов, которые несут значительную долю энергии. Теоретические оценки показывают, что эффективность только на уровне 60-80% достижима в схеме с мозаичной апертурой [44]. В экспериментах реальная эффективность не превышает 60% (до 58% в одномерном случае и не более 50% в двумерном) [95].

В работе автора [A18] впервые предложена и протестирована простая модификация схемы с мозаично заполненной апертурой, которая позволяет достичь эффективности суммирования, близкой к 100%, даже для колоколообразных (например, гауссовых) пучков с низким коэффициентом заполнения апертуры. Модификация требует добавления лишь нескольких оптических элементов к обычной схеме суммирования в дальнем поле. Главной отличительной особенностью нашего метода является то, что вместо синфазного распределения излучения на входной апертуре, в котором фазы всех каналов одинаковы, мы предлагаем использовать противофазное распределение, в котором фазы соседних каналов отличаются на  $\pi$ . Такая схема приводит к образованию двух (в одномерном случае) или четырех (в двумерном случае)

пучков в дальней зоне, которые могут быть далее легко объединены обычными светоделителями.

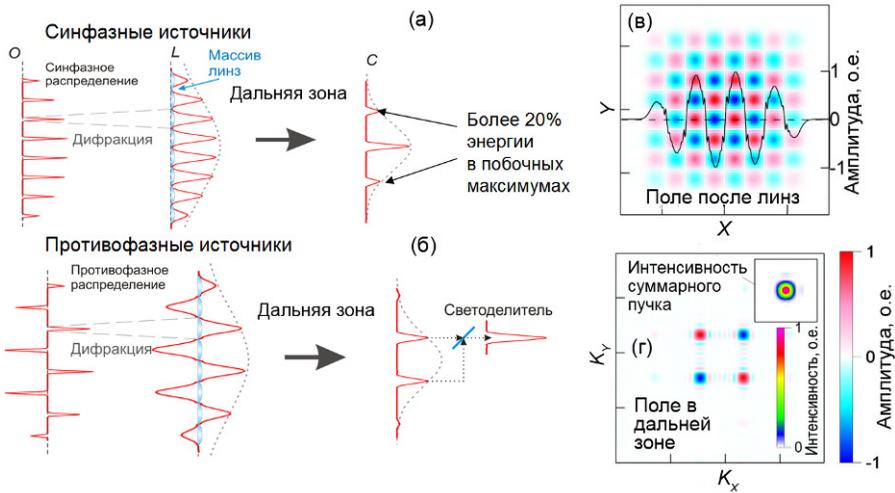


Рисунок 19. Когерентное суммирование в режиме синфазного (а) и противофазного (б) распределений источников в одномерном случае, численное моделирование суммирования противофазного распределения в двумерном случае: профили пучков сразу после массива линз (в) и в дальней зоне (г), на вставке – пучок после суммирования на 50/50 делителях.

Принцип работы схемы суммирования легко пояснить на примере одномерного массива излучателей, как показано на рис. 19. Излучение массива источников, расположенных на расстоянии  $d$  друг от друга, коллимируется массивом линз и далее когерентно суммируется в дальней зоне дифракции (что может быть сделано с помощью линзы). Излучение в дальнем поле представляет собой преобразование Фурье от ближнего поля на выходе массива линз. Оно может быть представлено в виде произведения широкой огибающей, являющейся Фурье-образом поля единичного источника, и периодической гребенки узких максимумов, расстояние между которыми  $2\pi d$ . В традиционной схеме когерентного суммирования фазы источников одинаковы и главный максимум формируется на оси системы, но вместе с ним образуются и побочные максимумы, несущие большую долю энергии. Однако при выборе противофазного распределения источников максимумы гребенки смещаются относительно широкой огибающей на половину расстояния между ними так, что формируется два одинаковых по интенсивности главных максимума. Интенсивность остальных максимумов оказывается значительно меньше. Фактически, при использовании противофазного распределения поле в плоскости массива линз имеет осциллирующую огибающую, близкую по форме к

синусоидальной, которая содержит в основном только две пространственные гармоники, соответствующие главным максимумам в дальнем поле. Эти два максимума могут быть легко просуммированы с помощью стандартного метода, использующего 50/50 светоделители. Концепция легко обобщается на двумерный случай квадратной решетки источников, при этом в дальнем поле формируется четыре пучка, которые могут быть просуммированы в один с помощью двух 50/50 делителей. Численное моделирование показывает, что в оптимальном случае доля мощности в просуммированном пучке может превышать 98% от суммарной мощности источников.

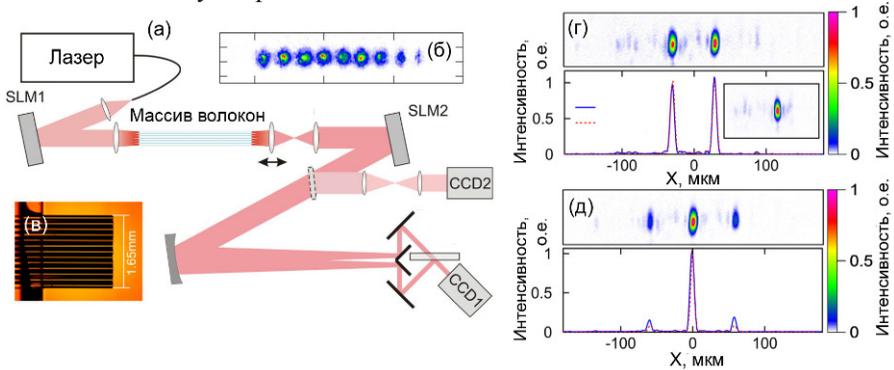


Рисунок 20. Экспериментальная схема для демонстрации высокоэффективного когерентного суммирования (а), профили интенсивности коллимированных пучков (б), микрофотография массива волокон (в), поперечные профили пучков в дальнем поле их интегралы по вертикальной координате для противофазного (г) и синфазного (д) распределений. На вставке для противофазного распределения показан профиль пучка после суммирования на 50/50 делителе.

Для проверки концепции мы провели демонстрационный эксперимент, в котором мы просуммировали непрерывное излучение 9 оптоволоконных каналов в схеме, показанной на рис. 20. Эффективность составила 89% при использовании противофазного распределения, что почти на 20% больше, чем для синфазного распределения. В эксперименте был использован массив коротких волокон, излучение в который вводилось с помощью системы на основе пространственного модулятора света (аналогично тому, как это делалось для МСВ). С помощью SLM можно было легко переключаться между синфазным и противофазным распределениями для сравнения эффективности суммирования.

В численном моделировании для реалистичной двумерной волоконной матрицы мы продемонстрировали увеличение эффективности суммирования до значения более 98%. Также мы построили простое аналитическое приближение и исследовали некоторые общие свойства данной схемы и разработали рекомендации по дизайну схемы, максимизирующие эффективность. В част-

ности, было исследовано влияние фактора заполнения апертуры (соотношения ширины коллимированных пучков  $w$  к расстоянию между пучками), а также ограничений реальных систем. Были рассмотрены конечная апертура линз (в нашем примере 90%), реальная форма пучков на выходе оптического волокна вместо идеальных гауссовых пучков, а также возмущения (случайные смещения центров пучков со среднеквадратичным отклонением  $0.05d$ ), как показано на рис. 21. Во всех случаях эффективность суммирования противозазного распределения остается выше 95%, тогда как для синфазного распределения эффективность падает ниже 60% при учете конечной апертуры линз.

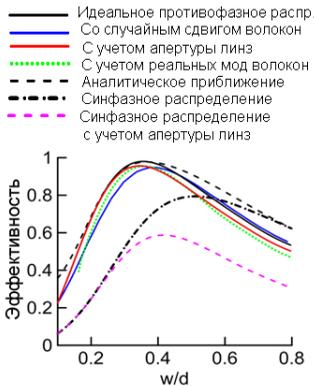


Рисунок 21. Эффективность когерентного суммирования в различных режимах в зависимости от фактора заполнения апертуры.

суммирования противозазной супермоды в эксперименте достигала 81%. Поэтому исследования таких МСВ и возможностей когерентного суммирования излучения в виде противозазной моды имеет большие перспективы в плане увеличения максимальной мощности волоконных лазерных систем. Отметим, что для суммирования противозазной моды МСВ с кольцевой структурой сердцевин нам не удалось найти аналогичного простого и эффективного метода. Тем не менее, в численном моделировании мы показали, что излучение кольцевой противозазной моды можно просуммировать с эффективностью около 80% помощью системы на основе специальных фазовых масок [А6].

Мы полагаем, что предложенный метод суммирования может быть реализован во многих существующих системах с мозаичной апертурой путем добавления нескольких компонентов на выходе и модификации алгоритма фазировки пучков. Наш подход легко масштабируется для очень большого чис-

Схема суммирования с использованием противозазного распределения прекрасно сочетается с использованием противозазной супермоды в многосердцевинных волокнах с квадратной матрицей сердцевин. В работе автора [А19] было впервые показано, что суммирование оптических пучков на выходе такого МСВ может быть реализовано с очень высокой эффективностью, при этом отсутствует необходимость применения какой-либо дополнительной фазовой маски. При суммировании излучения на выходе из МСВ со связанными сердцевинами схема еще более упрощается благодаря изначально высокому фактору заполнения, что позволяет отказаться от массива микролинз. Эффективность

ла каналов, и непосредственно применим для суммирования широкополосных ультракоротких импульсов.

### **4.3. Заключение к Главе 4**

Исследованные особенности когерентного суммирования пучков волоконных усилителей с большим размером сердцевины на выходе позволяют рассчитывать на возможность достаточно эффективного суммирования даже при наличии искажений и возбуждения высших мод.

Предложенный новый метод высокоэффективного суммирования в схеме с мозаично заполненной апертурой открывает перспективы для кардинального увеличения эффективности суммирования при относительно несложной модификации схемы. Не имеющие принципиальных ограничений возможности масштабирования на большое число каналов и совместимость с широкополосным и ультракоротким излучением могут быть востребованы для реализации самых амбициозных проектов в сфере создания сверхмощных многоканальных лазерных систем. Сочетание использования устойчивых противофазных супермод в многосердцевинных волокнах с предложенным методом суммирования открывает очень эффективный путь для построения относительно простых в технологическом плане волоконных лазерных систем с высокой пиковой мощностью.

## **Глава 5. Генерация управляемых солитонных кристаллов в волоконных лазерах**

Оптические генераторы с синхронизацией мод лежат в основе абсолютного большинства лазерных систем ультракоротких импульсов. Лазеры ультракоротких импульсов с нестандартными свойствами, такими как сверхвысокая частота повторения импульсов с возможностью ее перестройки, представляют большой интерес. Одна из возможностей построения таких лазеров основана на использовании концепции диссипативных солитонов и солитонных кристаллов. Диссипативные солитоны являются весьма универсальным объектом и встречаются в различных динамических системах во многих областях науки [69, 96]. Связанные состояния из нескольких импульсов, которые также называются «солитонными молекулами» или «солитонными кристаллами» (СК), подчеркивая аналогию с физикой вещества, привлекает большое внимание из-за своей фундаментальной значимости для исследований коллективной динамики диссипативных нелинейных систем и возможных практических приложений. Отметим, что существуют системы, где возможно формирование связанных состояний диссипативных солитонов с сильно различающимися длинами волн («многоцветные» солитоны) [97]. Большие ансамбли диссипативных солитонов демонстрируют некоторые термодинамические свойства и фазовые переходы между «солитонным газом», «солитонной жидкостью» и «солитонными кристаллами» [98]. Основной ме-

ханизм формирования солитонных кристаллов основан на взаимодействии отдельных возмущенных солитонов [99], что приводит к одной или нескольким стабильным конфигурациям кристалла с разной длиной связи [96, 98, 100]. На сегодняшний день в большинстве исследований рассматривается связь в результате перекрытия солитонов и осциллирующих крыльев их соседей. В нескольких работах сообщается о наличии дальнедействующего взаимодействия между солитонами, возникающего из-за оптоакустических эффектов [101]. Важно, что в классических солитонных кристаллах параметры связи между импульсами фиксированы (расстояние между импульсами, сила связи) [99, 102] и их невозможно изменить без существенного изменения параметров всей схемы, что неминуемо приведет и к изменениям параметров самих солитонов и может полностью нарушить генерацию.

### ***5.1. Генерация управляемых солитонных кристаллов в волоконном лазере с синхронизацией мод с перестраиваемой субтерагерцовой частотой следования импульсов***

В работе автора [A21] впервые предлагается новая концепция формирования связанных состояний диссипативных солитонов, в которых возможно достаточно легко реализовать управление параметрами связи между солитонами. Для этого в резонатор лазера, содержащий активную среду, нелинейную среду с дисперсией и насыщающийся поглотитель, необходимо внести дополнительный элемент – несимметричный интерферометр Маха-Цандера (ИМЦ). При прохождении солитонного импульса через ИМЦ формируется его задержанная копия с меньшей амплитудой, впрыскиваемая обратно в резонатор. Эта копия импульса может служить точкой притяжения для следующего солитона, как схематично показано на рис. 22(а). Для упрощения детали взаимодействия не показаны рисунке, однако, чтобы реализовывался режим притяжения солитона к задержанной реплике предыдущего импульса необходимо, чтобы она имела осциллирующую структуру крыльев [99], что может реализоваться за счет наличия высших порядков дисперсии в резонаторе. Таким способом могут формироваться длинные цепочки (пакеты) импульсов. Такие структуры являются новым типом связанного многосолитонного состояния, которое мы назвали «перестраиваемым солитонным кристаллом» (ПСК), или «эластичным солитонным кристаллом». Принципиальное отличие от классических солитонных кристаллов состоит в том, что взаимодействие между соседними импульсами определяется задержанными копиями импульсов, формируемыми интерферометром, а не крыльями соседних импульсов. Это позволяет легко контролировать параметры связи между импульсами, такие как сила и длина связи.

Для экспериментального подтверждения предложенной концепции был построен волоконный лазер, схема которого показана на рис. 22(б). Лазер состоит из трех основных частей: (I) нелинейное петлевое усиливающее зер-

кало (NALM – nonlinear amplifying loop mirror), действующее как искусственный насыщающийся поглотитель, (II) петля распространения, включающая усилитель на эрбиевом волокне, и (III) асимметричный интерферометр Маха-Цандера [103]. Лазер выполнен на волокнах, не сохраняющих поляризацию излучения, поэтому установлены контроллеры поляризации. В качестве ИМЦ может быть использован поляризационный интерферометр, построенный на основе отрезка волокна, сохраняющего поляризацию, в котором импульсы распространяются одновременно в обеих собственных поляризациях и приобретают дифференциальную групповую задержку. Отметим, что интерференция поляризационных компонент, обеспечивающая осциллирующий спектр пропускания, была использована для получения многоцветной генерации в режиме модуляции добротности в волоконном лазере [A20].

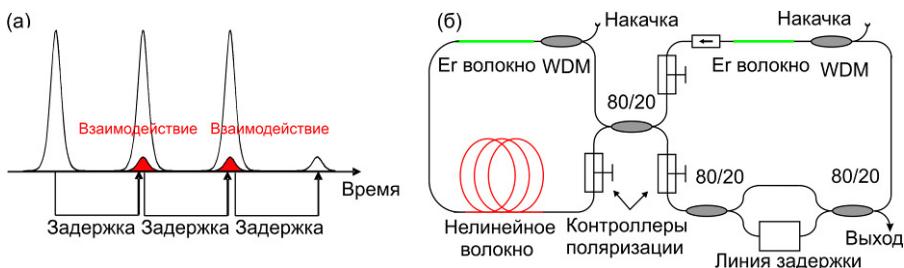


Рисунок 22. Иллюстрация принципа формирования ПСК (а), схема лазера для генерации ПСК (б).

Для измерения временной структуры генерируемой импульсной последовательности был реализован метод асинхронного оптического стробирования. Блок-схема установки показана на рис. 23(а). Для генерации стробирующих импульсов был построен другой волоконный фемтосекундный лазер на частоте повторения на 600 Гц выше фундаментальной частоты резонатора ПСК-лазера. Для реализации стробирования был использован нелинейный оптический затвор на основе петлевого зеркала с отрезком высоконелинейного световода [104]. Построенная система позволяла регистрировать профиль интенсивности на выходе солитонного лазера с разрешением  $\sim 5$  пс в пределах временного окна 39.9 нс (фундаментального периода повторения) со скоростью 600 кадров в секунду [104, A21].

С помощью системы стробирования было обнаружено формирование устойчивых пачек импульсов – перестраиваемых солитонных кристаллов, состоящих из многих импульсов, расстояние между которыми равно разности плеч ИМЦ  $T$  (в пределах точности калибровки около 0.2 пс), а длина ПСК равна  $nT$ , где  $n$  – количество импульсов в кристалле. Солитонный характер генерируемых импульсов проявляется в одинаковости параметров импульсов

и квантовании полной энергии, циркулирующей в резонаторе, которая прямо пропорциональна количеству генерируемых импульсов.

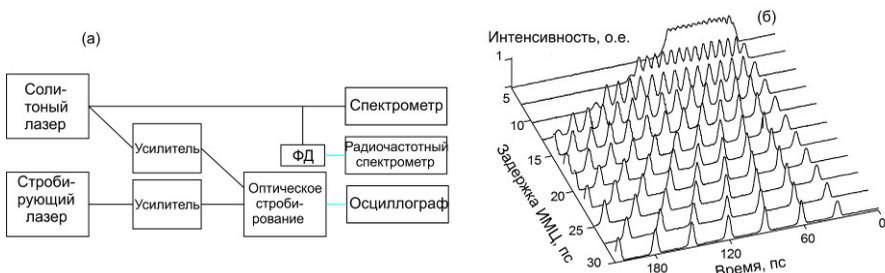


Рисунок 23. Общая схема для исследования свойств генерируемых ПСК (а), экспериментально измеренные временные структуры ПСК при изменении задержки в ИМЦ (б).

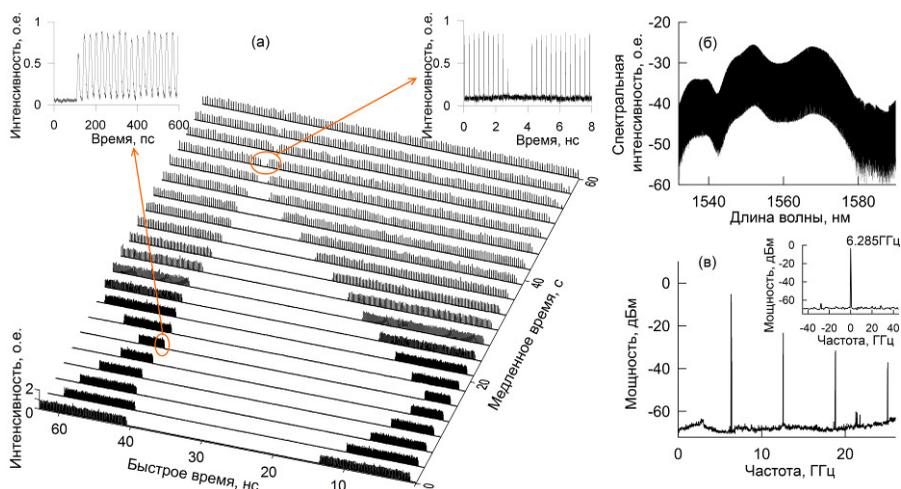


Рисунок 24. Растяжение ПСК, содержащего 251 импульс, до заполнения всего резонатора (а), оптический спектр генерации в этом режиме (б); радиочастотный спектр протектированного фотодиодом (в).

Следствием особенностей механизма формирования связи между импульсами является необычное и уникальное свойство перестраиваемых солитонных кристаллов – возможность их растяжения и сжатия без разрушения структуры, что было проверено в эксперименте. Результат измерения формы солитонного кристалла при измерении задержки  $T$  показан на рис. 23(б). Расстояние между импульсами соответствует задержке интерферометра, при этом количество импульсов и длительность импульсов в солитонном кристалле сохраняется. Наименьшее наблюдаемое расстояние между импульса-

ми, при котором солитонный кристалл стабилен, составляет около 5 пс, что соответствует эффективной частоте повторения 200 ГГц. Длительность отдельных импульсов в солитонном кристалле на выходе лазера измерялась SHG-FROG. Длительность импульса составила около 2.4 пс, при этом наблюдалась большая квадратичная фаза, которая возникала в результате дисперсионного расплывания импульсов в волокнах на выходе. Спектрально-ограниченная длительность импульса оценивается как 0.4 пс. Было проверено, что длительность импульса не изменяется при растяжении и сжатии солитонного кристалла. При максимальном растяжении солитонного кристалла он может занимать весь резонатор и может формировать непрерывную последовательность импульсов с высокой частотой повторения, соответствующей гармонике лазерного резонатора (максимальная частота составила 6 ГГц, 251 гармоника, см. рис. 24(а)). Измерения показали, что радиочастотный спектр сигнала продекрированного быстрым фотодиодом, имеет очень хорошие шумовые характеристики (отношение сигнал/шум >80дБ, фазовый шум 113 дБн/Гц при отстройке 10 кГц). Это позволяет использовать разработанный лазер для многих приложений, требующих ультракоротких оптических импульсов с высокой частотой повторения. В частности, данный лазер был использован в совместных экспериментах по построению фотонного аналого-цифрового преобразователя, проведенных в МИРЭА [74].

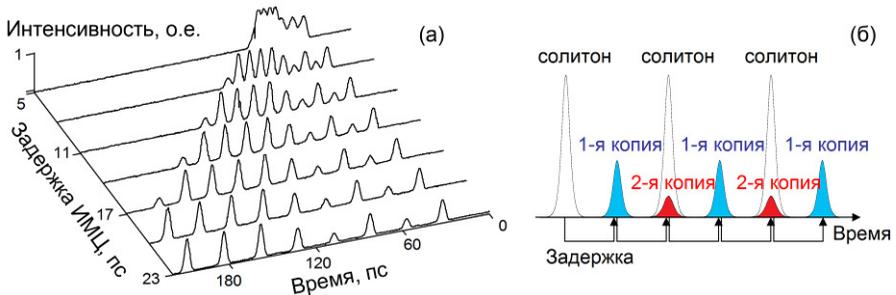


Рисунок 25. Механизм формирования гетерогенного ПСК, состоящего из пар высокоинтенсивных солитонов и их низкоинтенсивных задержанных реплик (а), наблюдаемое в эксперименте растяжение гетерогенного ПСК (б).

В ходе исследований было выяснено, что наряду с ПСК, состоящими из одинаковых диссипативных солитонов, лазер может генерировать последовательности связанных импульсов, содержащие как диссипативные солитоны, так и пары диссипативного солитона и низкоинтенсивного импульса. Пара импульсов возникает в случае, если первая задержанная реплика диссипативного солитона не приводит к захвату следующего солитона. Однако после еще одного прохода резонатора задержанная реплика порождает еще менее интенсивную реплику на расстоянии  $2T$  от исходного солитона, к которой может быть прикреплен следующий солитон. Процесс может повторяться неод-

нократно, как схематично показано на рис. 25(а). Гетерогенный солитонный кристалл, состоящий из высокоинтенсивных (Н-импульсов) и пар высокоинтенсивного солитона и его задержанной реплики (НL-пара) также может быть многократно сжат и растянут с сохранением своей структуры (рис. 25(б)). В зависимости от настроек лазера можно было реализовать режим генерации как солитонных кристаллов, состоящих только из Н-импульсов, так и только из НL-пар. При заполнении всего резонатора генерировалась последовательность чередующихся импульсов, с максимальной частотой 12 ГГц. Возможность генерации гетерогенных солитонных кристаллов, в которых с помощью последовательностей Н-импульсов и НL-пар могут быть закодированы биты информации, открывает большие возможности для реализации полностью оптической памяти и оптической обработки информации.

В эксперименте также наблюдались интересные процессы, связанные с самосборкой солитонных кристаллов и преобразованием. Растяжение и сжатие ПСК происходит без их разрушения при достаточно плавной перестройке линии задержки. При резком изменении задержки  $T$  (в особенности при переходе задержки через 0), наблюдались процессы распада солитонных кристаллов на составляющие их импульсы. После прекращения воздействия фрагменты солитонных кристаллов медленно дрейфуют друг относительно друга и могут объединяться в более длинные кристаллы. При этом зачастую наблюдались превращения НL-пар в Н-импульсы. Детальные механизмы этих процессов не до конца ясны и требуют дальнейшего изучения. Отметим, что механизмы медленного дрейфа и его влияния на возможность самосборки изучались ранее в работах [105] применительно к традиционным солитонным кристаллам. По аналогии с реальными веществами, наблюдаемые процессы можно назвать кополимеризацией двух типов мономеров (Н-импульсов и НL-пар). В качестве аналогии превращений пар импульсов в одиночные солитоны с укорочением всего кристалла можно назвать фазовые превращения в твердом состоянии, которые привлекают большое внимание в физике материалов [106].

Для поддержки полученных экспериментальных результатов было выполнено численное моделирование. Была разработана максимально упрощенная модель последовательного прохождения сигнала через элементы резонатора лазера: активное и пассивные волокна, ИМЦ, насыщающийся поглотитель [A21]. Несмотря на достаточно грубую модель, при удачном выборе ее параметров удалось воспроизвести основные эффекты: формирование ПСК, состоящих из одинаковых солитонов и из НL-пар, а также их перестройку при изменении задержки в ИМЦ (рис. 26).

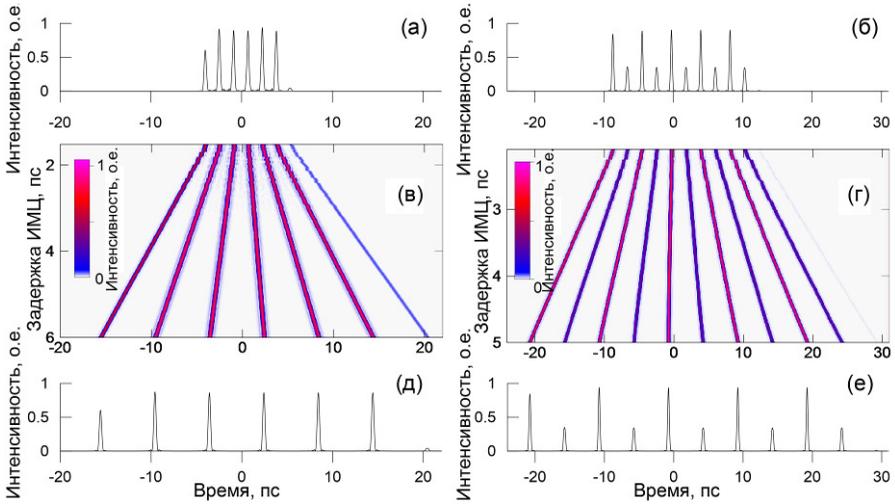


Рисунок 26. Численное моделирование растяжения солитонных кристаллов из Н-импульсов и NL-пар. Временные профили до растяжения (а, б), в процессе (в, г) и после растяжения (д, е).

## 5.2. Полностью оптическое управление импульсами в перестраиваемом солитонном кристалле

Важным аспектом в изучении динамики солитонных кристаллов, особенно состоящих из различных типов импульсов, является исследование возможности управления состояниями этих импульсов. В работе автора [A27] было экспериментально исследовано управление перестраиваемыми солитонными кристаллами с помощью контролируемой инжекции одиночных оптических импульсов в резонатор.

Экспериментальная схема для исследования управления солитонными кристаллами приведена на рис. 27(а). Наиболее важной частью схемы является блок формирования одиночного ультракороткого импульса, который можно инжектировать в резонатор лазера в контролируемые моменты времени относительно солитонного кристалла, уже циркулирующего в резонаторе. Схема основана на использовании вспомогательного лазера, генерирующего фемтосекундные импульсы с частотой повторения, близкой к фундаментальной частоте солитонного лазера – в этом качестве использовался тот же лазер, что и для системы оптического стробирования. Одиночный импульс выделялся из последовательности с помощью акустооптического модулятора, управление которым осуществлялась с использованием специальных возможностей быстрого электронного осциллографа (Tektronix DPO 71254C, 100Gs/s) по формированию импульса синхронизации при выполнении определенных условий на его входах. Схема позволяла 1) наблюдать последова-

тельность солитонных кристаллов реальном времени, 2) выбрать желаемое положение во времени импульса, инжектируемого в лазерный резонатор, 3) регулировать интенсивность инжектируемого импульса, 4) вручную инициировать инжекцию импульса, 5) наблюдать инжектируемый импульса, а также дальнейшую эволюцию солитонного кристалла. Временное разрешение схемы было ограничено полосой пропускания осциллографа и фотодиода со временем отклика импульса около 40 пс.

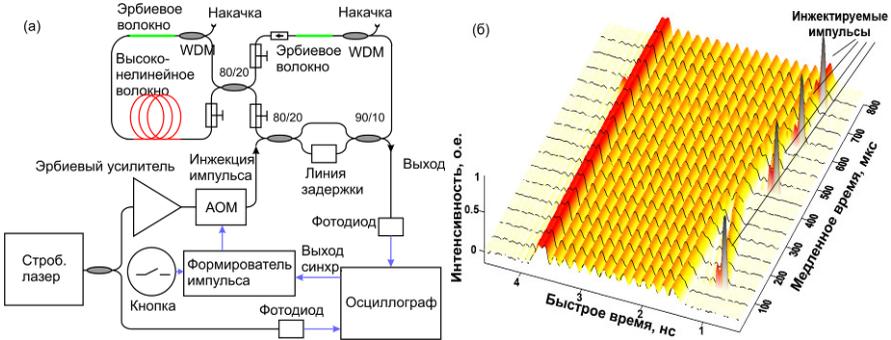


Рисунок 27. Общая схема установки для исследования управления импульсами в солитонных кристаллах (а), процесс присоединения инжектируемых импульсов к солитонному кристаллу (в).

В первой серии экспериментов была исследована возможность присоединения импульса к солитонному кристаллу (рис. 27(б)). Для этого внешний импульс инжектировался на расстоянии около 0.5 нс от переднего фронта солитонного кристалла. При определенной энергии инжектированного импульса формировался еще один солитон, который в результате дрейфа присоединялся к солитонному кристаллу, как показано на рис. 27(б). Также, в зависимости от настроек лазера, было возможно присоединение НL-пар импульсов. В последующих сериях экспериментов были исследованы возможности переключения типов импульсов при инжектировании внешнего импульса в гетерогенный солитонный кристалл. Эксперименты начинались с некоторого солитонного кристалла, который случайным образом генерировался после запуска лазера. Наблюдавшиеся процессы зависели от энергии импульса и имели вероятностный характер, вызванный, по-видимому, флуктуациями временного сдвига и фазы инжектируемого импульса относительно существующих импульсов в солитонном кристалле. При более высоких энергиях аннигиляция Н-импульса и преобразование Н-импульсов в НL-пары наблюдалось чаще; при более низких энергиях Н-импульсы, как правило, не преобразовались, а НL-пары преобразовывались в Н-импульсы. Так или иначе, была продемонстрирована возможность сборки и модификации солитонных кристаллов. Собранный или модифицированный таким образом соли-

тонный кристалл сохранял свойство эластичности, так что его можно было сжать и растянуть с помощью перестройки линии задержки в ИМЦ, как показано на рис. 28. Это открывает новые перспективы в области синтеза, хранения и полностью оптического управления последовательностями импульсов, следующих со сверхвысокой частотой повторения. Кроме того, проведенные исследования впервые продемонстрировали возможность широкой перестройки периода следования импульсов в синтезированной последовательности в полностью оптической схеме, что может быть использовано для генерации тестовых сигналов и в качестве управляемого промежуточного буфера хранения при разработке современных сверхскоростных оптических информационных систем. Как будет показано в следующей главе, возможности синтеза оптических сигналов могут быть еще больше расширены при использовании гетерогенных солитонных кристаллов для запуска процесса генерации суперконтинуума в высоконелинейном волокне.

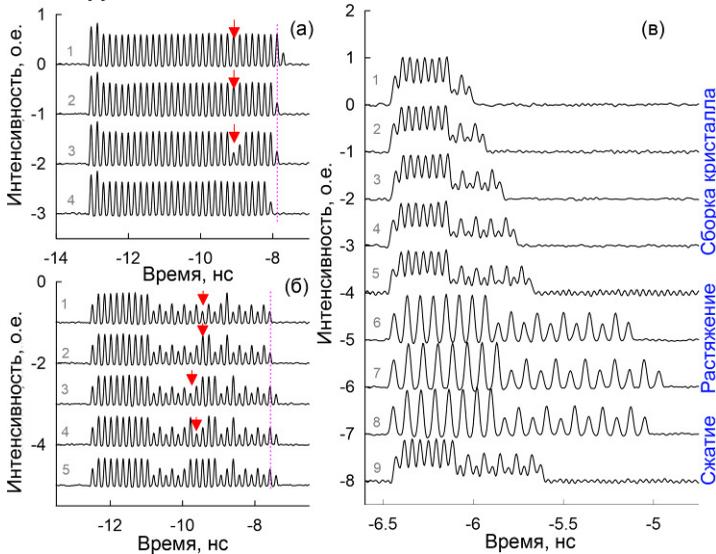


Рисунок 28. Управление импульсами в СК. Исходный СК, состоящий из Н-импульсов и одной НЛ-пары (а, 1-й ряд), аннигиляция Н-импульса (а, 2-й ряд), преобразование Н-импульса в НЛ-пару и обратно в Н-импульс (а, 3-й и 4-й ряды); исходный СК, состоящий из Н-импульсов и НЛ-пар (б, 1-й ряд), преобразование НЛ-пары в Н-импульс (б, 2-й ряд), вставка Н-импульса внутрь СК (б, 3-й ряд), перестановка НЛ-пары и Н-импульса (б, 4-й ряд), преобразование НЛ-пары в Н-импульс (б, 5-й ряд); сборка СК (в, 1-5-й ряды), его растяжение (в, 6-7-й ряды) и сжатие (в, 8-9-й ряды).

### 5.3. Заключение к Главе 5.

Предложена новая концепция генерации перестраиваемых солитонных кристаллов с регулируемыми свойствами связи между импульсами и пред-

ставлена ее экспериментальная демонстрация в волоконном лазере с внутрирезонаторным интерферометром Маха-Цандера. Необычные свойства перестраиваемых солитонных кристаллов могут оказать заметное влияние на фундаментальные исследования нелинейной динамики в диссипативных системах, а также на практические приложения, например, в оптоэлектронных синтезаторах частот, где используются волоконные лазеры с синхронизацией мод и различные методы повышения частоты импульсов [107].

В сочетании с возможностью контролируемого синтеза и модификации ПСК это открывает интересные перспективы для генерации сверхскоростных оптических сигналов, а также новые возможности для оптических систем обработки информации. Исследованные эффекты могут лечь в основу многообещающего способа построения генератора оптических последовательностей с непрерывно регулируемой скоростью передачи данных с характерными частотами следования сигнальных битов в субтерагерцовом диапазоне, а также открывает новые возможности для создания полностью оптических запоминающих устройств с расширенными функциями регулировки скорости потока данных. Перестраиваемые солитонные кристаллы могут использоваться в качестве основы для промежуточного хранения в сверхскоростных оптических системах сбора данных, в которых записанный в виде последовательности солитонов сигнал затем может быть растянут и измерен стандартными средствами регистрации. Генерация управляемых оптических последовательностей с частотами следования в мультигигагерцовом диапазоне имеет большое значение для разработки радиофотонных устройств.

## **Глава 6. Управление спектрально-временными характеристиками ультракоротких импульсов в волоконных системах**

Оптические волокна, включая микроструктурированные и многосердцевинные волокна, обеспечивают беспрецедентные возможности по управлению спектрально-временными характеристиками лазерного излучения. Нелинейные эффекты, используемые контролируемым образом в результате специального выбора параметров волокна и входных импульсов, позволяют получить излучение с уникальными свойствами, недоступными при непосредственной генерации в лазерах. Например, с помощью эффекта рамановского самосдвига частоты фемтосекундных импульсов в волокнах на основе кварца или других стекол с большей нелинейностью могут быть получены спектрально-ограниченные импульсы с экстремально широкой полосой перестройки. При использовании последовательности солитонных кристаллов в качестве исходного сигнала на входе высоконелинейного волокна может быть получен суперконтинуум со спектральным и временным профилированием. Использование МСВ в качестве нелинейной среды открывает дополнительные возможности благодаря использованию пространственной степени сво-

боды, что имеет перспективы как для повышения мощности излучения, так и его пространственно-временного профилирования.

В основе спектрально-временных преобразований, рассматриваемых в разделах 6.1-6.3 данной главы, лежат эффекты, связанные с формированием, распадом, частотным сдвигом и различным взаимодействием оптических солитонов. Оптические солитоны, благодаря своей фундаментальной стабильности, могут распространяться на большие расстояния в волоконных световодах в области аномальной дисперсии даже с учетом возмущений. Эффект самосдвига частоты солитонов, проявляющийся в виде непрерывного уменьшения центральной частоты по мере распространения в результате вынужденного комбинационного рассеяния, при котором высокочастотные компоненты солитона играют роль накачки для низкочастотных компонент, привлекает огромное внимание с точки зрения построения перестраиваемых источников. Большой сдвиг частоты (недоступный для одностадийных конверторов на основе ВКР в режиме длинных импульсов или непрерывного излучения) может аккумулироваться на большой трассе распространения в солитонном режиме.

В данной главе рассмотрены новые варианты реализации сверхширокополосной перестройки излучения с использованием волокон с германатной сердцевиной (на основе диоксида германия) и многосердцевинных теллуридных волокон (на основе диоксида теллура), а также развиты новые методы генерации суперконтинуума со спектрально-временным профилированием с помощью преобразования солитонных кристаллов. Кроме того, были исследованы нелинейные пространственно-временные эффекты в МСВ, приводящие к улучшению контраста, уширению спектра и компрессии ультракоротких мощных импульсов.

Представленные исследования были первыми в своем роде, продемонстрировавшими широкие возможности по управлению ультракороткими импульсами в световодах на основе перспективных для волоконной оптики новых материалов и многосердцевинных конфигураций.

### ***6.1. Перестройка длины волны солитонов со сверхвысокой частотой повторения и генерация суперконтинуума со спектрально-временным профилированием***

В Главе 5 был представлен лазерный источник, генерирующий солитонные кристаллы со сверхвысокой эффективной частотой повторения и возможностью управления чередующимися высокоинтенсивными и низкоинтенсивными импульсами. Данный лазер является уникальным источником исходного сигнала для дальнейших нелинейных преобразований, в том числе, осуществления широкополосной солитонной перестройки длины волны и генерации суперконтинуума с необычными свойствами, которые представля-

ют интерес с фундаментальной точки зрения исследования нелинейной динамики, и могут быть полезны для практических применений.

Для практических приложений представляет интерес возможность повышения мощности перестраиваемого источника солитонов с помощью повышения частоты повторения импульсов. Энергия солитона связана с коэффициентами дисперсии и нелинейности, которые для стандартных волокон не могут быть изменены в больших пределах, поэтому простое повышение средней мощности ведет к повышению энергии импульса и увеличению порядка солитона, что приводит к распаду импульса на несколько фундаментальных солитонов и значительному неэффективному сбросу энергии. Благодаря независимому управлению числом солитонов в солитонных кристаллах, генерируемых лазером, и управлению средней мощностью с помощью изменения накачки усилителя, оказалось возможно получить практически постоянный сдвиг центральной длины волны и высокое качество солитонного спектра в широком диапазоне средней мощности [108].

С использованием лазера солитонных кристаллов были проведены уникальные исследования по генерации суперконтинуума с управляемой спектрально-временной структурой. В большинстве существующих подходов к генерации фемтосекундного суперконтинуума в волокнах не хватает гибкости. Фактически, единственным параметром, который можно относительно легко изменить в рабочей системе, является мощность лазера, которая обеспечивает ограниченное управление свойствами суперконтинуума. Реализация других механизмов управления генерацией суперконтинуума в режиме реального времени открывает новые возможности для создания широкополосных когерентных источников света с уникальными параметрами и расширяет области их применения. В работе автора [A28] впервые предлагается использовать для генерации суперконтинуума излучение лазера солитонных кристаллов, который обеспечивает чрезвычайно широкую регулировку эффективной частоты повторения до субтерагерцовых значений, и возможность генерации гетерогенных последовательностей импульсов, в которых могут чередоваться импульсы высокой и низкой амплитуды. Это приводит к формированию необычного суперконтинуума, в котором особенности спектрально-временного преобразования различны в соседних импульсах.

Схема экспериментальной установки для генерации суперконтинуума показана на рис. 29. Импульсы солитонного лазера усиливаются в эрбиевом усилителе до максимальной энергии около 30 пДж. Нелинейные преобразования осуществлялись в 45-метровом отрезке высоконелинейного

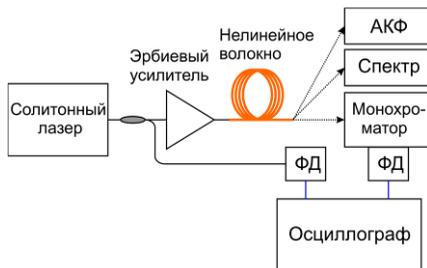


Рисунок 29. Схема для исследования генерации суперконтинуума со спектрально-временным профилированием.

волокна с тонкой сердцевиной, сильно легированной оксидом германия (нелинейность около 20/(Вт·км), длина волны нулевой дисперсии 1.541 мкм, дисперсия на длине волны 1.55 мкм 0.27 пс/(нм·км)). Наиболее важным инструментом, с помощью которого регистрировалась спектрально-временная структура суперконтинуума, был монохроматор-спектрометр со схемой регистрации на основе быстрого фотодиода и широкополосного осциллографа реального времени (Tektronix DPO 71254C, 100 Гвыб/с). В первой серии экспериментов для генерации суперконтинуума использовались солитонные кристаллы, состоящие из одинаковых импульсов. Проинтегрированные по большому временному промежутку спектры суперконтинуума выявили особенности нелинейного преобразования.

Спектр суперконтинуума представляет собой гребенку частот, расстояние между линиями которой изменяется при перестройке эффективной частоты повторения (рис. 30(а)). При изменении мощности (и энергии импульсов) в спектре суперконтинуума хорошо прослеживается формирование солитонной структуры, которая смещается в область длинных волн за счет эффекта рамановского самосдвига – оцененный максимальный сдвиг достигает 1.8 мкм (рис. 30(б)). Кроме того, в коротковолновой области наблюдается генерация спектрального пика, симметричного солитону относительно точки нулевой дисперсии в частотной области. Этот пик соответствует дисперсионным волнам, генерируемым в области нормальной дисперсии, смещающимся солитоном при выполнении известных условий синхронизма [17]. Отметим, что измерения длинноволновой части спектра ограничивались длиной волны 1.7 мкм (предел анализатора спектра Yokogawa AQ6370B), поэтому максимальный сдвиг длины волны солитона оценивался на основе его поведения при увеличении мощности и положения пика дисперсионных волн.

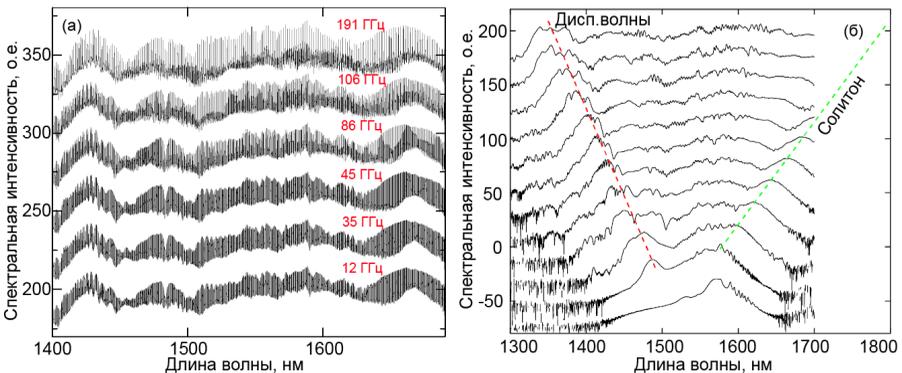


Рисунок 30. Спектр суперконтинуума при фиксированной мощности и изменении эффективной частоты повторения импульсов (а) и при изменении средней мощности на входе нелинейного волокна (б).

Исследования временной структуры континуума были проведены при не максимальной средней мощности, так что формирующийся рамановский солитон смещается до 1.65 мкм, что упрощало регистрацию. Измерения спектра с временным разрешением (рис. 31) показали, что преобразование спектра всех импульсов солитонного кристалла, имеющих одинаковую интенсивность, происходит одинаковым образом. При сжатии и растяжении солитонного кристалла в лазере соответствующим образом сжимается и растягивается и временная структура суперконтинуума. Наиболее необычные спектрально-временные распределения получаются при генерации суперконтинуума гетерогенными солитонными кристаллами, содержащими импульсы различной амплитуды (Н-импульсы и НL-пары). В этом случае преобразование импульсов с разной интенсивностью происходит различным образом (солитоны, формирующиеся из более мощных импульсов испытывают больший сдвиг), таким образом, формируется суперконтинуум, профилированный в спектральной и временной области. Данный профилированный суперконтинуум также может быть сжат и растянут во времени с сохранением своей структуры с помощью перестройки расстояния между импульсами в солитонном кристалле (рис. 31(г, д, е)).

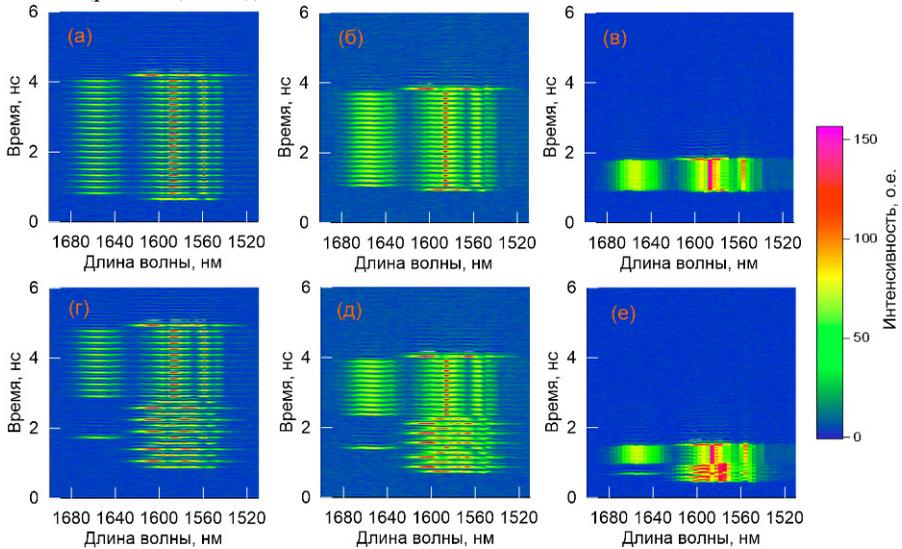


Рисунок 31. Суперконтинуум со спектрально-временным профилированием, генерируемый солитонными кристаллами, состоящими из Н-импульсов (а–в), и кристаллов, состоящих из Н-импульсов и НL-пар (г–е), при разных настройках ИМЦ, соответствующих разным временным расстояниям между импульсами. Расстояния между импульсами (и эффективные частоты повторения) составляют 170 пс (5.8 ГГц, (а, г)), 150 пс (6.6 ГГц, (б, д)) и 40 пс (25 ГГц, (в, е)).

Мгновенные спектры каждого импульса остаются одинаковыми, меняется только временное расстояние между импульсами. Мы полагаем, что для еще более высоких частот повторения (меньших расстояний между импульсами) спектральные преобразования происходят аналогичным образом, хотя скорость фотодиода и осциллографа недостаточно для разрешения отдельных импульсов. Таким образом, в данной работе впервые, насколько нам известно, продемонстрирован источник суперконтинуума со спектрально-временным профилированием с эффективной частотой повторения до 0.2 ТГц.

Генерация суперконтинуума непосредственно связана с возможностью сжатия импульса. Действительно, при соответствующем выборе энергии импульсов, в эксперименте импульсы со сверхвысокой частотой повторения могли быть сжаты до 100 фс с хорошим качеством и до 60 фс с образованием заметного несжатого пьедестала. Интересные особенности наблюдаемого суперконтинуума могут быть полезны для оптической обработки данных. Выбирая разные длины волн, можно получить разные временные формы сигнала и одновременно генерировать несколько коррелированных сигналов, например, комплементарные сигналы на двух выходах. В сочетании с возможностями синтеза солитонных кристаллов и управления отдельными импульсами вышеперечисленные особенности генерации суперконтинуума открывают новые перспективы для генерации и оптической обработки потоков данных со сверхвысокой регулируемой скоростью.

Отметим еще один способ генерации когерентного суперконтинуума с высокой частотой повторения, основанный на использовании непрерывного лазерного источника, модулированного электрооптическим модулятором, или нескольких источников непрерывного излучения на различных длинах волн, спектр которых затем уширяется в нелинейной среде. В качестве источников излучения могут быть использованы полупроводниковые лазеры с внешним резонатором, либо узкополосные волоконные лазеры, ширина линии генерации которых может лежать в килогерцовом диапазоне [49, 109]. В качестве нелинейной среды могут быть использованы достаточно длинные отрезки волокна [A25], либо комбинированная система из полупроводниковых усилителей, которые за счет эффекта насыщения приводят к существенному укорочению импульсов, и относительно короткого отрезка волокна для уширения спектра [A26].

## ***6.2. Генерация солитонных импульсов с перестройкой длины волны до 2.65 мкм в полностью волоконной системе***

Использование солитонного сдвига частоты представляет особый интерес для построения источников в ближнем-среднем ИК диапазоне 2-3 мкм с использованием стандартных волоконных систем на длинах волн 1.5 или 2 мкм в качестве источников исходного сигнала. Дефицит волоконных источников в

диапазоне 2-3 мкм во многом обусловлен невозможностью использования стандартных кварцевых волокон из-за высоких потерь. Для данного диапазона очень перспективны световоды с сердцевиной с высоким содержанием диоксида германия и оболочкой из кварцевого стекла. Такие световоды обладают хорошей прозрачностью в диапазоне 2-3 мкм, высокой нелинейностью, близки по физико-механическим свойствам к стандартным кварцевым волокнам, что позволяет создавать полностью волоконные системы с использованием стандартных технологий сварки. Генерация суперконтинуума в германатных волокнах была продемонстрирована до работ автора с использованием наносекундных и субпикосекундных источников накачки. Реализация солитонной перестройки, экспериментальное выделение солитонной составляющей и выяснение ее роли в нелинейной динамике уширения спектра и перестройки длины волны в область 2.5-3 мкм представляет важный этап исследований, проведенных автором в данной области и представленных в работах [A23, A24].

Были исследованы два варианта схема нелинейного преобразования излучения, показанные на рис. 32. Источником сигнала являлась система на основе эрбиевого фемтосекундного лазера. Далее в первом варианте излучение непосредственно вводится в германатное волокно, приваренное к выходу системы. Во втором варианте излучение вначале вводится в преобразователь длины волны 1.6 мкм в 2 мкм на основе высоконелинейного световода с уменьшающейся по длине дисперсией (DDF – Dispersion Decreasing Fiber), в котором реализуется режим управляемого самосдвига частоты солитона [60]. После преобразования длины волны в диапазон около 2 мкм импульсы усиливались до энергии около 3 нДж в тулиевом усилителе с компенсацией дисперсии в специальном волокне-компенсаторе [A22, A23, A24]. Система следует концепции последовательного рамановского и керровского преобразования солитонных импульсов в различных волокнах с промежуточными усилителями, развиваемой автором и начатой им с исследования преобразования в DDF [60, 61].

В первом варианте, исследованном в работе [A24], германатный световод имел уровень легирования сердцевины 30%  $\text{GeO}_2$  (профиль показателя преломления показан на рис. 32(в)) Особенностью германатного световода является его дисперсия (малая аномальная вблизи области накачки, см. рис. 32(е)) и высокий коэффициент нелинейности. Благодаря высокой нелинейности и малой дисперсии на длине волны 1.6 мкм, входной импульс соответствовал солитону порядка  $N \sim 6$ , что приводило к генерации суперконтинуумного излучения в результате распада солитона, формированию смещающихся по частоте рамановских солитонов и излучаемых ими дисперсионных волн. Наиболее длинноволновая часть спектра соответствовала смещенному за счет эффекта самосдвига частоты фундаментальному солитону с центральной длиной волны 2.4 мкм и длительностью 165 фс, форма которого был измерена методом FROG [A23].

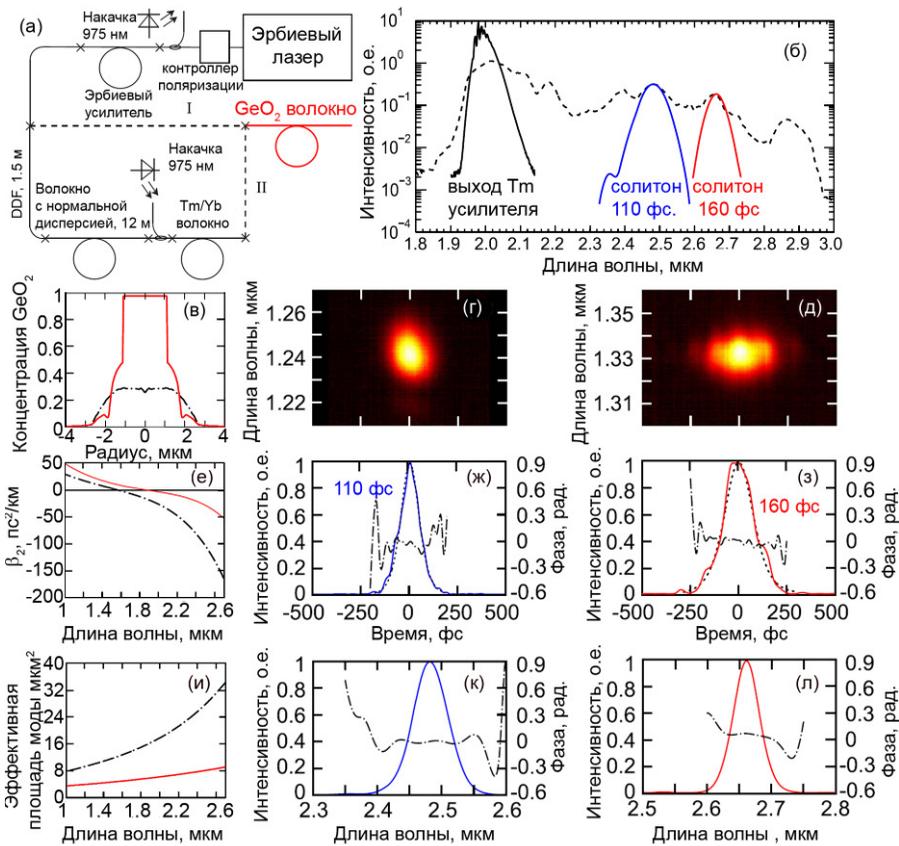


Рисунок 32. Схема для исследования нелинейного преобразования в германатных волокнах (а), профили показателя преломления (в), дисперсионные характеристики (е) и эффективные площади моды (и) германатных волокон с содержанием GeO<sub>2</sub> 97% (красные сплошные линии) и 30% (черные штрихпунктирные линии); спектр тулиевого усилителя (б, черная линия), спектр на выходе 97% GeO<sub>2</sub> волокна (б, пунктирная линия), FROG-спектрограммы (г, д), восстановленные временные (ж, з) и спектральные (к, л) формы импульсов на длине волны 2.48 мкм и 2.65 мкм, соответственно.

Для продвижения в область более длинных волн был исследован второй вариант схемы, в котором импульсы, усиленные в тулиевом усилителе, с энергией около 3 нДж и длительностью 150 фс поступали в германатный световод. Данный световод, изготовленный в НЦВО РАН, имел сердцевину диаметром 3 мкм с 97% содержанием GeO<sub>2</sub> и был приварен к выходу усилителя через переходное кварцевое волокно. Результирующий широкополосный суперконтинуумный спектр на выходе германатного волокна показан на рис. 32(б). В спектре выделены несколько пиков, которые соответствовали соли-

тонам, смещенным в результате эффекта самодвига. Наиболее важным результатом автора явилось непосредственное измерение формы ультракоротких импульсов с помощью метода FROG в нестандартном спектральном диапазоне. Для этого была создан специальный аппарат для измерения длинноволновых FROG-спектрограмм с использованием оптических элементов на этот диапазон, спектрометра-монокроматора и InGaAs камеры для регистрации сигнала второй гармоники. Измеренные формы солитонов и их восстановленные спектры показаны на рис. 32(ж, з, к, л), также восстановленные спектры в логарифмическом масштабе приведены на рис. 32(б) и хорошо соответствуют пикам в спектре континуума. Измерения FROG для самого длинноволнового пика (2.9 мкм) провести не удалось из-за малой интенсивности сигнала, по всей видимости, вызванные существенно возрастающими потерями и разрушением (расплыванием) солитона. Оценки и численное моделирование показали, что измеренные импульсы действительно являются солитонами, соответствующими параметрам волокна. На момент опубликования соответствующих работ представленные солитоны являлись наиболее короткими импульсами, измеренными в волоконных системах в диапазоне 2.5-3 мкм.

### ***6.3. Возможности расширения диапазона рамановской перестройки длины волны солитонов до 4.5 мкм при использовании многосердцевидных теллуридных волокон***

Дисперсионные свойства супермод в МСВ важны как с точки зрения достижения высокой мощности, где важна устойчивость временного распределения, так и с точки зрения реализации новых методов управления и преобразования излучения. Переключение между различными супермодами, осуществляемое с помощью изменения пространственной структуры излучения, позволяет реализовать новые методы управления дисперсией групповых скоростей (ДГС) в волоконных системах, что важно для эффектов во временной области. Кроме того, при переходе к супермодам высокого порядка в МСВ (например, противофазной супермоде) можно получить дисперсионные свойства, недоступные для односердцевидных световодов. ДГС может существенно влиять на нелинейную динамику ультракоротких оптических импульсов с высокой пиковой мощностью. До настоящего времени дисперсионные свойства противофазной супермоды рассматривались для связанных волноводов [110] в конфигурации весьма далекой от исследуемых нами МСВ. В работе автора [A15] впервые представлено теоретическое и экспериментальное исследование ДГС противофазной супермоды в сравнении с ДГС синфазной супермоды, а в работе [A30] исследованы возможности достижения широкой области аномальной дисперсии в теллуридных многосердцевидных волокнах. Существенный вклад в дисперсионные характеристики МСВ дает вторая производная от зависимости коэффициента связи от частоты, причем

для достаточно общей ситуации этот вклад для синфазной и противофазной супермод отличается знаком. Контролируемое изменение коэффициента связи с помощью изменения расстояния между сердцевинами при разработке волокна дает дополнительные возможности по управлению дисперсией, трудно реализуемые для односердцевинных волокон.

Возможность управления дисперсией особенно актуальна для нелинейных преобразований ультракоротких импульсов в волокнах на основе теллуритных стекол, в которых длина волны нулевой дисперсии материала значительно смещена относительно кварцевого стекла (и составляет  $>2$  мкм), что затрудняет использование доступных источников импульсов в ближнем ИК диапазоне (1.5-2 мкм). Волокна на основе теллуритных стекол имеют большой потенциал для использования в качестве нелинейно-оптических сред для диапазона длин волн, заметно превышающего 2 мкм [111], где кварцевые стекла имеют большие оптические потери, что сильно ограничивает их применение. Теллуритные стекла имеют высокую оптическую прозрачность в ближнем и среднем ИК диапазонах (до 4.5-5.5 мкм), высокие значения нелинейного показателя преломления (в 10-30 раз выше нелинейного показателя преломления кварца), они химически стабильны, стойки к кристаллизации для многих составов, способны выдерживать достаточно высокие энергии и мощности оптических импульсов [111, 112]. Современные технологии глубокой дегидратации теллуритных стекол позволяют снизить содержание гидроксильных групп до значений менее  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> [113], тем самым существенно снижая оптические потери вблизи максимума полосы поглощения около 3 мкм. Теллуритные стекла также обладают хорошими механическими и теплофизическими свойствами для различных волноводных и волоконных структур, включая микроструктурированные [114] и многосердцевинные [115] волокна. В теллуритных стеклах типичная зависимость дисперсии второго порядка от длины волны в диапазоне 2-6 мкм имеет монотонный убывающий характер с длиной волны нулевой дисперсии около 2.2 мкм (см. пример на рис. 33(a)). Такая дисперсионная характеристика плохо подходит для реализации широкополосной перестройки излучения на основе рамановского самосдвига частоты солитонов, возбуждаемых источником около 2 мкм. Импульс запускается вблизи нуля дисперсии и быстро уширяется, попадая далее в область большой аномальной дисперсии, что сильно замедляет сдвиг частоты. В микроструктурированных теллуритных световодах возможно получить дисперсионные характеристики с тремя нулями дисперсии (двумя нулями в интересующей области 1-6 мкм) и областью аномальной дисперсии в интересующем диапазоне, однако это требует реализации очень малого эффективно-го диаметра сердцевины, что затрудняет использование таких волокон и ограничивает достижимую энергию импульсов. Оказывается, что дисперсионные характеристики с широкой областью плоской аномальной дисперсии можно получить в сплошных МСВ на основе теллуритных стекол [A30]. Управление дисперсией, в частности сдвиг одного из нулей дисперсии в об-

ласть более длинных волн, позволяет осуществить солитонную рамановскую перестройку в МСВ в более широком диапазоне, чем это возможно в односердцевинном волокне, как показано в работе [A32].

В работе [A32] мы численно исследовали возможности широкополосной рамановской перестройки в реалистичном МСВ, которое может быть изготовлено из пары совместимых по физическим свойствам теллуридных стекол. Для анализа была выбрана пара стекол  $69\text{TeO}_2\text{-}23\text{WO}_3\text{-}8\text{La}_2\text{O}_3$  (TWL) и  $47.5\text{GeO}_2\text{-}17.5\text{TeO}_2\text{-}20\text{ZnO}\text{-}15\text{Na}_2\text{O}$  (GTZN) для сердцевины и оболочки соответственно. Отметим, что совместимость данных стекол показана в [116], где изготовлено волокно с сердцевиной и оболочкой из TWL и GTZN. Дисперсии групповой скорости для стекол TWL и GTZN показаны на рис. 33(а). Данные, представленные в [116] были использованы для калибровки расчетов. Дисперсия групповой скорости этих двух стекол монотонно возрастает по абсолютной величине с увеличением длины волны, что является существенным ограничивающим фактором для достижения значительного сдвига частоты лазерного импульса. Рассмотрено кольцевое МСВ с 10 сердцевинами из стекла TWL в оболочке из стекла GTZN; диаметр сердцевины 2.4 мкм, расстояние между сердцевинами 4.2 мкм. Анализ профиля противофазной супермоды показал, что поля этой моды начинают достаточно сильно выходить за пределы сердцевины при увеличении длины волны. Перестройка полей мод отдельных сердцевины и изменение соответствующих коэффициентов связи между сердцевинами определяет существенную модификацию дисперсионных зависимостей по сравнению с дисперсией стекол. Рассчитанный профиль дисперсии показан на рис. 33(а). Видно, что в широком диапазоне достигается аномальная дисперсия, что позволяет эффективно осуществить сверхширокополосную перестройку солитонных импульсов.

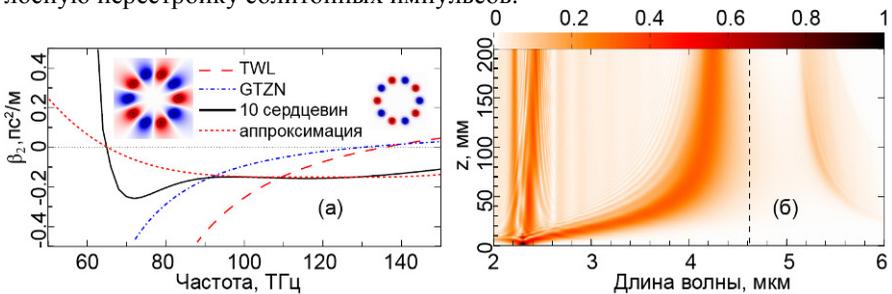


Рисунок 33. Коэффициент квадратичной дисперсии для стекол TWL, GTZN и многосердцевинного волокна (а), эволюция спектра при распространении солитона в МСВ (б).

В работах [A12, A16] было показано, что солитоны с поперечной структурой в виде противофазной супермоды устойчиво распространяются в МСВ. В работе [A32] автором было выполнено численное моделирование широкополосной перестройки солитонных импульсов, подтвердившее аналитические приближенные оценки, сделанные коллегами автора. Моделирование было

основано на одномерном однонаправленном волновом уравнении с учетом рассчитанной дисперсии и зависимости эффективной площади моды от частоты. Для перехода к одномерному описанию предполагалось, что поперечный профиль излучения соответствует противофазной моде, для которой были рассчитаны все необходимые усредненные по поперечному сечению коэффициенты. Входной импульс имел энергиею 1.5 нДж и длительность 100 фс на начальной длине волны 2.3 мкм. Картина эволюции спектра показана на рис. 33(б). Видно, что из входного импульса быстро формируется солитон, который испытывает рамановский сдвиг частоты. При приближении к нулю дисперсии наблюдается излучение дисперсионных волн в область 5-6 мкм. За счет оптических потерь в длинноволновой области и потерь на излучение дисперсионных волн энергия солитона уменьшается и его рамановский сдвиг замедляется. Тем не менее, достигим сдвиг до 4.3 мкм, что является важным результатом с точки зрения продвижения в средний ИК диапазон в теллуридных волокнах. Отметим, что преимущества МСВ перед односердцевинными волокнами проявляются в том, что (I) можно реализовать дисперсионную зависимость с широкой и более плоской областью аномальной дисперсии, (II) энергия импульса по сравнению с односердцевинным световодом может быть повышена в  $N$  раз ( $N$  – число сердцевин).

#### ***6.4. Пространственно-временное профилирование, сжатие и улучшение контраста фемтосекундных субмикроджоульных импульсов с мегаваттным уровнем мощности в многосердцевинных световодах***

Многосердцевинные световоды со связанными сердцевинами представляют большой интерес не только для создания мощных усилительных систем, но и как перспективная среда для изучения нелинейной динамики в маломодовых системах и для приложений в области нелинейного управления светом. В массивах связанных волноводов перекачка энергии между сердцевинами в линейном режиме может рассматриваться как проявление эффекта дискретной дифракции [38]. В нелинейном режиме распространения дискретная дифракция может быть подавлена для излучения высокой мощности, что приводит разнообразным пространственно-временным эффектам [70, 71] и может использоваться, например, для создания насыщающегося поглотителя. Данные эффекты изучались в теоретических работах [115], но было лишь небольшое число экспериментальных работ по данной тематике. Некоторые свойства нелинейного пропускания были экспериментально исследованы в кварцевых [118] и халькогенидных [119] МСВ, а также в одномерной решетке AlGaAs волноводов [120].

В работе автора [A29] впервые в эксперименте была систематически изучена пространственно-временная динамика мощных фемтосекундных импульсов, запущенных в одну из сердцевин кварцевого МСВ и испытывающих эффект нелинейного подавления дискретной дифракции. Путем измерения

методом FROG было непосредственно наблюденo сильное изменение формы импульса в сердцевинах на выходе МСВ, вызванное эффектом подавления дискретной дифракции для наиболее мощной части импульса. Наблюдались укорочение, спектральное уширение и значительное улучшение контраста импульса. Кроме того, спектральное уширение, сопровождавшее распространение импульсов в МСВ, использовалось для дальнейшего сжатия импульса и повышения его контраста в дисперсионном компрессоре. Используя эти эффекты, была построена система суб-мкДж уровня энергии и мегаваттного уровня пиковой мощности с 53-фс длительностью импульса высокого качества. Это можно рассматривать как одну из первых демонстраций экспериментального применения МСВ в области построения мощных фемтосекундных лазерных систем.

Исследование проводилось в экспериментальной схеме, показанной на рис. 34(а). Источником излучения являлась эрбиевая волоконная лазерная система, генерирующая импульсы на длине волны 1.56 мкм с энергией 0.4 мкДж и длительностью 370 фс. В эксперименте использовалось семисердцевинное кварцевое волокно с гексагональной структурой, показанной на вставке на рис. 34(а). Волокно было изготовлено в ИЦВО РАН на основе дизайна, разработанного автором. Были рассчитаны оптимальные параметры сердцевин (диаметр, разница показателей преломления), а также расстояние между сердцевинами, обеспечивающие возможность наблюдения эффектов пространственно-временного профилирования импульсов в коротких отрезках световода (менее 10 см) при доступной мощности имеющегося источника излучения. Излучение с регулируемой мощностью вводилось в центральную сердцевину МСВ, на выходе излучение анализировалось с помощью инфракрасной камеры, оптического анализатора спектра и системы FROG.

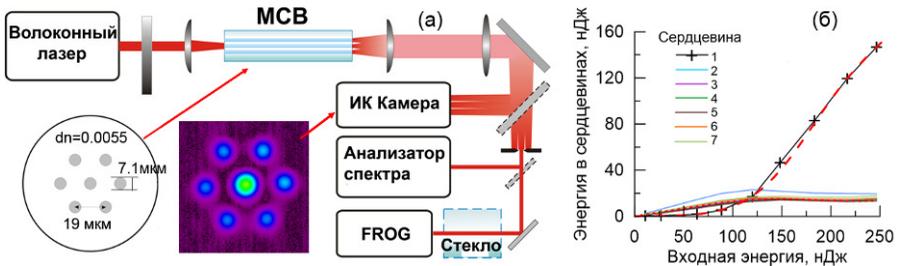


Рисунок 34. Экспериментальная схема для исследования нелинейного распространения импульсов в 7-сердцевинном МСВ (а), зависимость выходной энергии импульса в сердцевинах от входной энергии (б): пунктирные линии – численное моделирование, сплошные линии – измерения. На вставках показаны структура МСВ и пример профиля интенсивности на выходе МСВ.

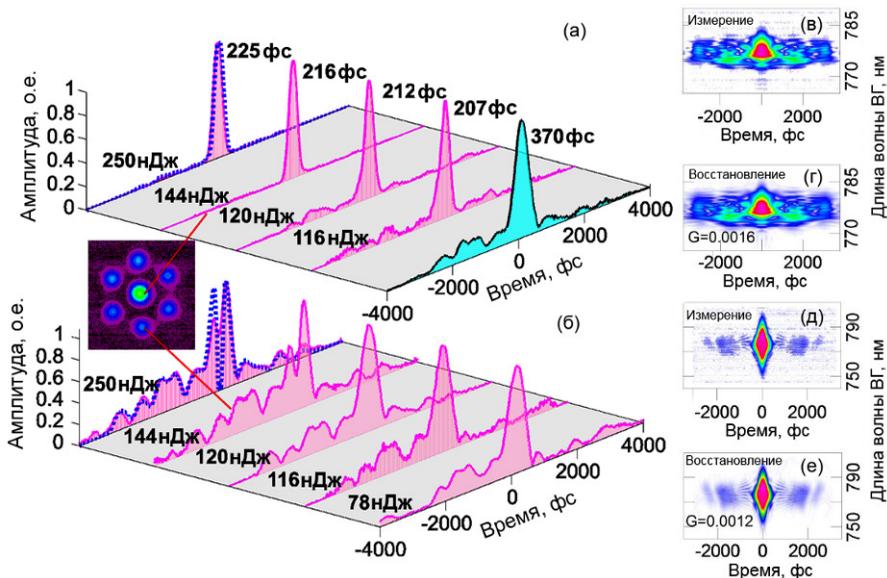


Рисунок 35. Измеренные (сплошные кривые) формы импульсов на выходе МСВ при различных энергиях в центральной сердцевине (а) и одной из боковых сердцевины (б). Пунктирными кривыми показаны полученные в моделировании формы импульса для максимальной энергии. Измеренные и восстановленные FROG-спектрограммы импульсов в боковой (в, г) и центральной (д, е) сердцевинах.

В линейном режиме распространения происходит осциллирующая перекачка энергии из центральной сердцевины в боковые и обратно, что обусловлено проявлением дискретной дифракции и отражением от границ. В терминах модового подхода перекачка объясняется возбуждением двух супермод волокна, распространяющихся с разной фазовой скоростью. Длина волокна была выбрана равной половине длины линейной перекачки, поэтому при малой входной мощности большая часть излучения перетекала в боковые сердцевины. При увеличении введенной мощности нелинейный набег фазы приводит к уменьшению перекачки энергии (подавлению дискретной дифракции), что в пределе большой мощности приводит к запираению излучения в центральной сердцевине. В эксперименте это проявлялось как увеличение доли энергии в центральной сердцевине при увеличении введенной энергии (рис. 34(б)).

Для лучшего понимания динамики было выполнено численное моделирование процесса распространения излучения в данном световоде. Модель была основана на связанных обобщенных нелинейных уравнениях Шредингера, записанных для комплексных амплитуд полей в сердцевинах в приближении слабого изменения структуры мод в отдельных сердцевинах. Учитывались

эффекты кубичной нелинейности, дисперсии, связи между сердцевинами, а также эффект вынужденного комбинационного рассеяния. Поскольку сердцевина световода являлись строго одномодовыми на рабочей длине волны, а пиковая мощность в сердцевинах существенно ниже самофокусировочного предела, явлениями изменения модовой структуры можно пренебречь, и использование данной модели обосновано. В качестве начальных условий использовались данные измерений профиля импульса. Результаты численного моделирования показали хорошее согласие с измерениями, как для интегральных характеристик (рис. 34(б)), так и временных (рис. 35(а)) и спектральных (рис. 35(б)) форм импульсов [A29].

Важной особенностью рассмотренного процесса является пространственно-временное профилирование импульса. Данный эффект непосредственно наблюдался с помощью измерения формы импульса в центральной и боковых сердцевинах с помощью метода FROG. Результаты, приведенные на рис. 35 показывают, что наиболее мощная центральная часть ультракороткого импульса остается в центральной сердцевине, а излучение протяженного пьедестала импульса перетекает в боковые сердцевина, что приводит к существенному улучшению контраста импульса. Мощный импульс, распространяясь в режиме захвата в центральной сердцевине, испытывает сильную фазовую самомодуляцию и спектральное уширение, что также было подтверждено прямыми измерениями. С помощью компенсации нелинейной фазы в линейном дисперсионном элементе (стеклянном стержне длиной 12.5 см) были получены импульсы с длительностью 53 фс (рис. 36) с пиковой мощностью около 2.1 МВт, что почти в 4 раза больше пиковой мощности у входного импульса. В результате нелинейного профилирования в MCB и увеличения его пиковой мощности при компрессии контраст импульса (отношение интенсивности в пике к интенсивности на пьедестале) улучшился на 2 порядка. Результаты измерения формы импульсов методом FROG и независимого измерения спектров на всех стадиях преобразования продемонстрировали практически идеальное совпадение с результатами численного моделирования (рис. 36). В данном эксперименте длина волокна была слишком короткой, чтобы при данных характерных длительностях и энергиях импульса проявились солитонные эффекты, связанные совместным действием дисперсии и нелинейности. Для качественного понимания процессов можно было пренебречь действием дисперсии в волокне.

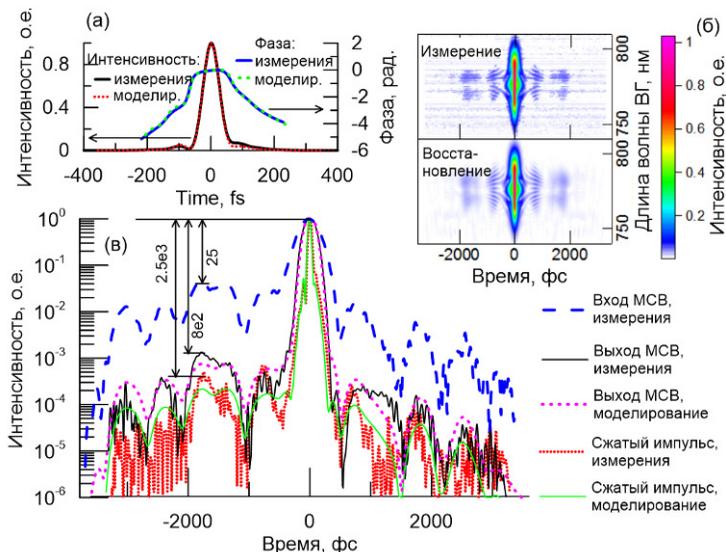


Рисунок 36. Сжатие импульса и улучшение контраста: (а) измеренная и промоделированная интенсивность сжатого импульса в линейной шкале (черные и красные пунктирные линии соответственно) и фаза (синяя и зеленая пунктирные линии соответственно); (б) измеренные и восстановленные FROG-спектрограммы; (в) измеренный входной импульс (синяя пунктирная линия), измеренный и промоделированный импульс на выходе центральной сердцевин (черная и пурпурная пунктирные линии соответственно), измеренный и промоделированный сжатый импульс (красная пунктирная и зеленая линии соответственно). Все кривые нормированы на единицу.

Тем не менее, с теоретической точки зрения и планируемых будущих экспериментов, большой интерес представляют режимы, в которых одновременно с пространственной динамикой нелинейной перекачки энергии между сердцевинами существенную роль играет временная солитонная динамика. Для этого характерные масштабы нелинейной, дисперсионной длин, а также длины биений между сердцевинами должны быть одного порядка. Одна из интересных возможностей состоит в когерентном суммировании излучения из боковых сердцевин волокна в центральную сердцевину, которое сопровождается временным сжатием импульса и в итоге приводит к захвату излучения в центральной сердцевине и возбуждению солитона. При этом излучение в центральной сердцевине концентрируется не только в пространстве (из боковых сердцевин), но и во времени, что позволяет сформированному солитону дальше распространяться в центральной сердцевине. Такие режимы распространения были рассмотрены в численном моделировании в работе [A31]. Было рассмотрено семисердцевинное волокно с параметрами сердцевин, соответствующими экспериментальным, но в отличие от предыдущего случая, с

большим расстоянием между сердцевинами (т.е. меньшим коэффициентом связи и большей длиной перекачки). В численном моделировании в волокно вводилось излучение во все боковые сердцевинки с мощностью 5 нДж и длительностью 85 фс. В результате в отрезке волокна длиной 30 см действительно наблюдалось суммирование излучения в центральную сердцевину с почти 100% эффективностью и компрессия до минимальной длительности 15 фс. При дальнейшем распространении за счет комбинированного действия рамановского самосдвига частоты импульса, а также увеличения квадратичной дисперсии с уменьшением частоты (наличия дисперсионных членов высших порядков) длительность импульса увеличивалась и стабилизировалась на уровне 30 фс. Еще большая степень сжатия может быть достигнута для входного импульса большей длительности и большей энергии. При этом трасса, на которой происходит компрессия, увеличивается, и только около 50% энергии суммируется в сжатый импульс. Тем не менее, минимальная длительность также составляет около 15 фс.

### **6.5. Заключение к главе 6**

Исследованы несколько направлений управления параметрами ультракоротких импульсов, связанных с использованием рамановской перестройки длины волны солитонов, генерации суперконтинуума и уширения спектра в нелинейных волокнах, включая многосердцевинные волокна.

С использованием оригинального лазерного источника солитонных кристаллов экспериментально продемонстрирована генерация суперконтинуума с перестраиваемой сверхвысокой частотой повторения в мультигигагерцевом диапазоне и генерация суперконтинуума, профилированного по спектру и по времени с помощью нелинейного преобразования управляемых солитонных кристаллов. В полностью волоконной системе продемонстрирована сверхширокополосная перестройка до длины волны 2.65 мкм солитонных импульсов, временная форма которых была измерена с помощью метода FROG, в световодах с кварцевой оболочкой и германатной сердцевиной. На момент опубликования работ с данными результатами, полученные солитоны являлись наиболее длинноволновыми, которые были получены в волоконных системах и детально охарактеризованы.

В численном моделировании продемонстрирована возможность сверхширокополосной перестройки до длины волны около 4.5 мкм ультракоротких солитонов в многосердцевинных световодах на основе теллуритных стекол. Широкополосная перестройка достигнута благодаря возможности получения уникальных дисперсионных характеристик волокна с широкой областью аномальной дисперсии в результате взаимодействия между сердцевинами в противофазном моде. Перспективы использования МСВ для широкополосных импульсных лазерных систем связаны как с расширением диапазона пе-

рестройки благодаря особым дисперсионным свойствам МСВ, так и повышением энергии импульсов.

Проведены детальные экспериментальные исследования пространственно-временной динамики ультракоротких импульсов, распространяющихся в МСВ в режиме нелинейного подавления дискретной дифракции. Продемонстрирована работа МСВ в качестве быстрого насыщающегося поглотителя, что позволило улучшать контраст и сжимать мощные фемтосекундные импульсы в волоконной системе.

Полученные результаты вносят существенный вклад в развитие указанных направлений, и могут стимулировать дальнейшие исследования в этих направлениях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Предложен новый метод высокопроизводительного моделирования нелинейного распространения и усиления сильно chirпированных импульсов в лазерных и параметрических усилителях, позволяющий сократить затраты компьютерной памяти и времени на проведение вычислений, пропорционально коэффициенту растяжения импульса по сравнению со стандартными алгоритмами. Метод основан на алгоритме расщепления по физическим факторам (сплит-степ) и разработанной оригинальной модификации дискретного преобразования Фурье для сильно chirпированных импульсов, позволяющей использовать минимальное число точек разбиения временных и спектральных сеток для корректного описания растянутых импульсов. Существующие численные алгоритмы для моделирования распространения импульсов на основе метода расщепления могут быть легко улучшены заменой используемых в них стандартных преобразований на модифицированные.

2. Разработана задающая двухканальная волоконная лазерная система, которая генерирует импульсы на длине волны 1.03 мкм с энергией 0.5 мкДж и перестраиваемой длительностью 0.2-30 пс при частоте повторения 1 МГц, пригодные для дальнейшего усиления в твердотельных усилителях и формирования профилированных в пространстве и во времени пучков в системе лазерного драйвера фотоинжектора электронов.

3. С помощью трехмерного численного моделирования исследовано усиление мощных chirпированных импульсов на длине волны 1 мкм в конусных световодах с выходным диаметром сердцевины более 100 мкм с учетом возможности возбуждения высших мод, влияния керровской нелинейности и эффектов насыщения усиления, а также возмущений сердцевины и профиля показателя преломления. Продемонстрирована возможность достижения энергии импульса более 1 мДж при длительности импульса 1 нс с пиковой мощностью в усилителе порядка 1 МВт. В экспериментах подтверждена возможность усиления chirпированных 18 пс импульсов в конусном усилителе с

пиковой мощностью до 0.6 МВт, которые могут быть сжаты до длительности около 370 фс, что подтверждено измерениями FROG и независимой оценкой пиковой мощности после компрессии на основе наблюдения эффекта самофокусировки сжатого импульса в стекле.

4. С помощью численного моделирования в многосердцевинных световодах с взаимодействующими сердцевинами впервые продемонстрирована возможность устойчивого распространения и усиления излучения с поперечной структурой в виде противофазной супермоды с суммарной мощностью, многократно превосходящей пороговую мощность самофокусировки в материале световода. Моделирование показало, что при усилении сигнала на длине волны 1 мкм в кварцевых конусных многосердцевинных световодах с квадратной матрицей 11x11 сердцевин возможно достижение суммарной пиковой мощности 55 МВт.

5. Экспериментально продемонстрировано селективное возбуждение и устойчивое распространение противофазных супермод в многосердцевинных волоконных световодах с шестью сердцевинами, расположенными на кольце, а также в МСВ с квадратной матрицей 5x5 сердцевин. В активном МСВ с кольцевой структурой из 6 сердцевин, легированных ионами иттербия, продемонстрирована возможность усиления ультракоротких chirпированных импульсов на длине волны 1.03 мкм с поперечной структурой в виде противофазной супермоды.

6. Предложен новый метод повышения эффективности когерентного суммирования квадратного массива оптических пучков в схеме с мозаично заполненной апертурой до 98%, основанный на использовании противофазного распределения источников и дополнительного простого каскада суммирования на основе делителей пучка. В эксперименте получена эффективность суммирования излучения одномерного массива волокон 89% (ограниченная качеством изготовления массива волокон), что на 20% больше, чем при использовании стандартного метода с синфазным распределением. В численном моделировании подтверждена устойчивость метода к небольшим возмущениям фазы, формы и положения отдельных пучков, а также к влиянию конечной апертуры линз в массиве. В отличие от известных методов, предложенный метод одновременно обладает высокой эффективностью, пригоден для суммирования широкополосных и ультракоротких импульсов и легко масштабируем на большое число каналов.

7. Обнаружен новый тип связанных состояний диссипативных солитонов с широко перестраиваемым расстоянием между импульсами, существующий в лазерном резонаторе благодаря дальнедействующему управляемому механизму связи между импульсами, реализованному с помощью инъекции задержанной копии импульса в резонатор – перестраиваемые солитонные кристаллы. В эрбиевом волоконном фемтосекундном лазере с синхронизацией мод на длине волны 1.56 мкм, содержащем внутрирезонаторный перестраиваемый интерферометр Маха-Цандера, продемонстрирована генерация

перестраиваемых солитонных кристаллов, состоящих из нескольких сотен регулярно повторяющихся базовых структур (одинаковых диссипативных солитонов и пар импульсов – диссипативного солитона и его низкоинтенсивной задержанной копии), которые могли быть сжаты и растянуты более чем в 30 раз с сохранением своей структуры.

8. Продемонстрировано управление отдельными импульсами в перестраиваемом солитонном кристалле с помощью инъекции ультракороткого импульса от внешнего источника в лазерный резонатор. Показана возможность добавления и уничтожения импульсов в солитонном кристалле, а также возможность переключения между высокоинтенсивными импульсами и парами высокоинтенсивного и низкоинтенсивного импульса. Сформированный солитонный кристалл может долгое время циркулировать в лазерном резонаторе и может быть сжат и растянут с сохранением своей структуры.

9. Продемонстрирована генерация суперконтинуума в диапазоне 1.3-1.8 мкм, профилированного в спектральном и временном представлении, при распространении усиленных солитонных кристаллов в высоконелинейном волокне. Также показана возможность сжатия импульсов до длительности 60 фс в последовательности с регулируемой частотой повторения в субтерагерцовом диапазоне.

10. В полностью волоконной системе на основе кварцевых волокон с германатной сердцевиной экспериментально продемонстрирована генерация оптических солитонов, перестраиваемых с помощью эффекта рамановского самосдвига частоты, до длины волны 2.65 мкм. На момент опубликования соответствующих работ полученные солитонные импульсы являлись наиболее длинноволновыми, измеренными с помощью метода FROG в волоконных системах.

11. В численном моделировании показано, что в многосердцевинном волокне на основе пары теллуритных стекол со специально выбранными параметрами (разница показателей преломления сердцевины и оболочки, диаметры сердцевины, расстояние между сердцевинами), обеспечивающими широкую область плоской аномальной дисперсии для противофазной супермоды, возможна рамановская перестройка длины волны солитонов в диапазоне 2.3-4.5 мкм с энергией, многократно превышающей достижимую в односердцевинном световоде.

12. С помощью непосредственного измерения пространственно-временной структуры мощных фемтосекундных импульсов, прошедших через многосердцевинный волоконный световод с гексагональной структурой сердцевины, показано, что наиболее интенсивная часть импульса, введенного в центральную сердцевину световода, захватывается в данной сердцевине за счет эффекта нелинейного подавления дискретной дифракции, тогда как низкоинтенсивное излучение pedestal импульса переходит в соседние сердцевинки. Достигнуто сжатие импульса на длине волны 1.56 мкм с 370 фс до 53 фс и увеличение пиковой мощности с 0.58 МВт до 2.1 МВт после компенса-

ции нелинейной фазы, приобретенной за счет фазовой самомодуляции в многосердцевинном световоде. Продемонстрировано увеличение временного контраста импульса на 2 порядка, достигающееся за счет подавления пьедестала импульса и увеличения пиковой мощности.

13. Предложен новый метод для быстрого и однозначного восстановления временной формы ультракоротких импульсов на основе модифицированного оптического стробирования со спектральным разрешением на второй гармонике (SHG-FROG), дополненного измерением спектральной интерференции от пучка суммарной частоты и одного из пучков второй гармоники. Впервые для методов семейства FROG разработан прямой алгоритм восстановления формы импульсов по измеренным данным, а также быстрый итерационный алгоритм, использующий большую избыточность измеренных данных для уменьшения влияния шумов.

Результаты диссертационной работы вносят существенный вклад в развитие физики волоконных лазеров и нелинейной оптики ультракоротких импульсов в области разработки новых принципов построения мощных волоконных лазерных систем и генераторов ультракоротких оптических импульсов. Дальнейшая разработка тематик диссертации связана с развитием и комбинированием предложенных в работе основных идей и концепций. Предложенные принципы повышения мощности и энергии лазерных систем с использованием многосердцевинных волокон в комбинации с разработанным методом высокоэффективного когерентного суммирования пучков излучения, которые еще предстоит исследовать в полномасштабных экспериментах с предельными параметрами, могут в перспективе лечь в основу нового поколения мощных многоканальных лазерных систем. Интересные перспективы имеет использование нелинейных эффектов в МСВ для реализации новых режимов синхронизации мод в фемтосекундных лазерах, в том числе для достижения высокой энергии импульсов непосредственно в лазере. Концепция перестраиваемых и управляемых солитонных кристаллов, кроме фундаментальной значимости для исследований в области нелинейной динамики диссипативных систем, имеет широкие перспективы использования для ряда приложений от построения источников ультракоротких импульсов и суперконтинуумного излучения с высокой средней мощностью до радиофотоники и оптической обработки информации.

### Список литературы

1. *Kao K. C., Davies T. W.* Spectrophotometric studies of ultra low loss optical glasses I: single beam method // *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1968. V. 1, № 11. P. 1063.
2. *Poole S. B., Payne D. N., Fermann M. E.* Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions // *Electronics Letters*. 1985. V. 21, № 17. P. 737.

3. *Shi W. et al.* Fiber lasers and their applications [Invited] // *Applied Optics*. 2014. V. 53, № 28. P. 6554.
4. *Fermann M. E., Hartl I.* Ultrafast Fiber Laser Technology // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2009. V. 15, № 1. P. 191.
5. *Mourou G. et al.* Are fiber-based lasers the future of accelerators? // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014. V. 740. P. 17.
6. *Fsaifes I. et al.* Coherent beam combining of 61 femtosecond fiber amplifiers // *Optics Express*. 2020. V. 28, № 14. P. 20152.
7. *Hansch T. W.* Nobel Lecture: Passion for precision // *Reviews of Modern Physics*. 2006. V. 78, № 4. P. 1297.
8. *Quinlan F. et al.* Harmonically mode-locked semiconductor-based lasers as high repetition rate ultralow noise pulse train and optical frequency comb sources // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2009. V. 11, № 10. P. 103001.
9. *Jauregui C., Limpert J., Tunnermann A.* High-power fibre lasers // *Nature Photonics*. 2013. V. 7, № 11. P. 861.
10. *Bufetov I. et al.* Revolver Hollow Core Optical Fibers // *Fibers*. 2018. V. 6, № 2. P. 39.
11. *Astapovich M. S. et al.* Watt-Level Nanosecond 4.42-  $\mu$ m Raman Laser Based on Silica Fiber // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2019. V. 31, № 1. P. 78.
12. *Smith A. V., Do B. T.* Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm // *Applied Optics*. 2008. V. 47, № 26. P. 4812.
13. *Yang B. et al.* Monolithic fiber laser oscillator with record high power // *Laser Physics Letters*. 2018. V. 15, № 7. P. 075106.
14. *Eidam T. et al.* Fiber chirped-pulse amplification system emitting 38 GW peak power // *Optics Express*. 2011. V. 19, № 1. P. 255.
15. *Gattass R. R., Mazur E.* Femtosecond laser micromachining in transparent materials // *Nature Photonics*. 2008. V. 2, № 4. P. 219.
16. *Williamson R. C., Esman R. D.* RF Photonics // *Journal of Lightwave Technology*. 2008. V. 26, № 9. P. 1145.
17. *Dudley J. M., Taylor J. R.* Supercontinuum Generation in Optical Fibers. Cambridge University Press, 2010. 419 с.
18. *Agrawal G.P.* Nonlinear Fiber Optics, 6th ed.; Elsevier: London, UK, 2019.
19. *Аскарьян Г.* Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы // *ЖЭТФ*. 1962. V. 42, № 6. P. 1567.
20. *He W. et al.* Synthesis and dissociation of soliton molecules in parallel optical soliton reactors // *Light: Science & Applications*. 2021. V. 10, № 1. P. 120.
21. *Jang J. K. et al.* Ultraweak long-range interactions of solitons observed over astronomical distances // *Nature Photonics*. 2013. V. 7, № 8. P. 657.

22. *Trebino R.* Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses. Boston: Kluwer Academic, 2000. 425 p.
23. *Yellampalle B., Kim K., Taylor A. J.* Amplitude ambiguities in second-harmonic generation frequency-resolved optical gating // *Optics Letters*. 2007. V. 32, № 24. P. 3558.
24. *Fevrier S. et al.* Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber // *Optics Express*. 2006. V. 14, № 2. P. 562.
25. *Chen H.-W. et al.* Chirally-coupled-core Yb-fiber laser delivering 80-fs pulses with diffraction-limited beam quality warranted by a high-dispersion mirror based compressor // *Optics express*. 2010. V. 18, № 24. P. 24699.
26. *Filippov V. et al.* Highly efficient 750 W tapered double-clad ytterbium fiber laser // *Optics Express*. 2010. V. 18, № 12. P. 12499.
27. *Kerttula J. et al.* Actively Q-switched 16-mJ tapered double-clad ytterbiumdoped fiber laser // *Optics Express*. 2010. V. 18, № 18. P. 18543.
28. *Fan T.* Laser beam combining for high-power, high-radiance sources // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2005. V. 11, № 3. P. 567.
29. *Bourderionnet J. et al.* Collective coherent phase combining of 64 fibers // *Optics Express*. 2011. V. 19, № 18. P. 17053.
30. *Klenke A. et al.* Coherent Beam Combination of Ultrafast Fiber Lasers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2018. V. 24, № 5. P. 0902709.
31. *Ortiz A. M., Saez R. L.* Multi-Core Optical Fibers: Theory, Applications and Opportunities. IntechOpen, 2017.
32. *Ramirez L. P. et al.* Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier // *Optics Express*. 2015. V. 23, № 5. P. 5406.
33. *Klenke A. et al.* Coherently combined 16-channel multicore fiber laser system // *Optics Letters*. 2018. V. 43, № 7. P. 1519.
34. *Wolf A. et al.* Arrays of fiber Bragg gratings selectively inscribed in different cores of 7-core spun optical fiber by IR femtosecond laser pulses // *Optics Express*. 2019. V. 27, № 10. P. 13978.
35. *Cheo P., Liu A., King G.* A high-brightness laser beam from a phase-locked multicore Yb-doped fiber laser array // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2001. V. 13, № 5. P. 439.
36. *Dostovalov A. et al.* Seven-core fibre Raman laser with intercore coupling // *Quantum Electronics*. 2020. V. 50, № 12. P. 1088.
37. *Huo Y., Cheo P. K., King G. G.* Fundamental mode operation of a 19-core phaselocked Yb-doped fiber amplifier // *Optics Express*. 2004. V. 12, № 25. P. 6230.
38. *Christodoulides D. N., Joseph R. I.* Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides // *Optics Letters*. 1988. V. 13, № 9. P. 794.
39. *Balakin A. A. et al.* Collapse of the wave field in a one-dimensional system of weakly coupled light guides // *Physical Review A*. 2016. V. 94, № 6. P. 063806.

40. *Tunnermann H., Shirakawa A.* Self-focusing in multicore fibers // *Optics Express*. 2015. V. 23, № 3. P. 2436.
41. *Uberna R., Bratcher A., Tiemann B. G.* Coherent Polarization Beam Combination // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2010. V. 46, № 8. P. 1191.
42. *Shimshi L. et al.* Upscaling coherent addition of laser distributions // *Optics Communications*. 2007. V. 275, № 2. P. 389.
43. *Veldkamp W. B., Leger J. R., Swanson G. J.* Coherent summation of laser beams using binary phase gratings // *Optics Letters*. 1986. V. 11, № 5. P. 303.
44. *Jabczynski J. K., Gontar P.* Effect of beam profile and partial coherence on coherent beam combining performance // *Optics Communications*. 2019. V. 442. P. 40.
45. *Yu C. X., et al.*, Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array // *Optics Letters*. 2011. V. 36, № 14. P. 2686.
46. *Chimot N. et al.* Terahertz radiation from heavy-ion-irradiated  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  photoconductive antenna excited at  $1.55\mu\text{m}$  // *Applied Physics Letters*. 2005. V. 87, № 19. P. 193510.
47. *Martinez A., Yamashita S.* 10GHz fundamental mode fiber laser using a graphene saturable absorber // *Applied Physics Letters*. 2012. V. 101, № 4. P. 041118.
48. *Martinez A., Yamashita S.* Multi-gigahertz repetition rate passively modelocked fiber lasers using carbon nanotubes // *Optics Express*. 2011. V. 19, № 7. P. 6155.
49. *Rybaltofsky A. A. et al.* Photosensitive highly Er/Yb co-doped phosphosilicate optical fibers for continuous-wave single-frequency fiber laser applications // *JOSA B*. 2020. V. 37, № 10. P. 3077.
50. *Smirnov A. M., Butov O. V.* All-fiber heavily ytterbium-doped, passively modelocked laser with the 456 MHz repetition rate // *Optics Letters*. 2019. V. 44, № 20. P. 5065.
51. *Grudin A. B., Richardson D. J., Payne D. N.* Passive harmonic modelocking of a fibre soliton ring laser // *Electronics Letters*. 1993. V. 29, № 21. P. 1860.
52. *Amrani F. et al.* Passive harmonic mode locking of soliton crystals // *Optics Letters*. 2011. V. 36, № 21. P. 4239.
53. *Grelu P.* Nonlinear optical cavity dynamics: from microresonators to fiber lasers. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH, 2016. 429 p.
54. *Желтиков А. М.* Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами // *УФН*. 2006. Т. 76, №6. С. 623.
55. *Husakou A. V., Herrmann J.* Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers // *Physical Review Letters*. 2001. V. 87, № 20. P. 203901.
56. *Xia C. et al.* Mid-infrared supercontinuum generation to 4.5  $\mu\text{m}$  in ZBLAN fluoride fibers by nanosecond diode pumping // *Optics Letters*. 2006. V. 31, № 17. P. 2553.

57. *Qin G. S. et al.* Wideband supercontinuum generation in tapered tellurite microstructured fibers // *Laser Physics*. 2011. V. 21, № 6. P. 1115.
58. *Sanghera J. S., Brandon Shaw L., Aggarwal I. D.* Chalcogenide Glass-Fiber-Based Mid-IR Sources and Applications // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2009. V. 15, № 1. P. 114.
59. *Dianov E., Mashinsky V.* Germania-based core optical fibers // *Journal of Lightwave Technology*. 2005. V. 23, № 11. P. 3500.
60. *Andrianov A. V. et al.* DDF-based all-fiber optical source of femtosecond pulses smoothly tuned in the telecommunication range // *Laser Physics*. 2007. V. 17, № 11. P. 1296.
61. *Andrianov A. et al.* Wavelength-tunable few-cycle optical pulses directly from an all-fiber Er-doped laser setup // *Optics Letters*. 2009. V. 34, № 20. P. 3193.
62. *Kamynin V., Kurkov A., Mashinsky V.* Supercontinuum generation up to 2.7  $\mu\text{m}$  in the germanate-glass-core and silica-glass-cladding fiber // *Laser Physics Letters*. 2012. V. 9, № 3. P. 219.
63. *Zhang M. et al.* Mid-infrared Raman-soliton continuum pumped by a nanotubemode-locked sub-picosecond Tm-doped MOPFA // *Optics Express*. 2013. V. 21, № 20. P. 23261.
64. *Head C. R. et al.* Supercontinuum Generation With GHz Repetition Rate Femtosecond Pulse Fiber-Amplified VECSELs // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2013. V. 25, № 5. P. 464.
65. *Schratwieser T., Leburn C., Reid D.* Highly-efficient 1-GHz-repetition-frequency femtosecond  $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  laser for super-continuum generation // *EPJ Web of Conferences*. 2013. V. 41. P. 10019.
66. *Yamanaka M., Kawagoe H., Nishizawa N.* High-power supercontinuum generation using high-repetition-rate ultrashort-pulse fiber laser for ultrahigh-resolution optical coherence tomography in 1600 nm spectral band // *Applied Physics Express*. 2016. V. 9, № 2. P. 022701.
67. *Balakin A. A. et al.* Collapse of the wave field in a one-dimensional system of weakly coupled light guides // *Physical Review A*. 2016. V. 94, № 6. P. 063806.
68. *Aceves A. B. et al.* Discrete self-trapping, soliton interactions, and beam steering in nonlinear waveguide arrays // *Physical Review E*. 1996. V. 53, № 1. P. 1172.
69. *Kivshar Y.S., Agrawal G.P.* Optical solitons: from fibers to photonic crystals. Amsterdam ; Boston: Academic Press, 2003. 540 p.
70. *Minardi S. et al.* Three-Dimensional Light Bullets in arrays of Waveguides // *Physical Review Letters*. 2010. V. 105, № 26. P. 263901.
71. *Chekhovskoy I. S. et al.* Nonlinear combining and compression in multicore fibers // *Physical Review A*. 2016. V. 94, № 4. P. 043848.
72. *Antikainen A., Agrawal G. P.* Supercontinuum generation in seven-core fibers // *Journal of the Optical Society of America B*. 2019. V. 36, № 11. P. 2927.
73. *Fang X.-h. et al.* Multiwatt octave-spanning supercontinuum generation in multicore photonic-crystal fiber // *Optics Letters*. 2012. V. 37, № 12. P. 2292.

74. *Belkin M. E. et al.* Characterization of X-band analog-to-digital converter based on high-order harmonic-repetition-rate passively mode-locked fiber laser and photonic sub-sampling techniques // 2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS), St. Petersburg: 2017. P. 1588.
75. *Muravyev S. V. et al.* Dual-band Tm<sup>3+</sup>-doped tellurite fiber amplifier and laser at 1.9  $\mu\text{m}$  and 2.3  $\mu\text{m}$  // Scientific Reports. 2018. V. 8, № 1. P. 16164.
76. *Desurvire E.* Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications. Wiley, 2002. 804 p.
77. *Khanin I. I.* Fundamentals of Laser Dynamics. Cambridge Int Science Publishing, 2006. p.
78. *Smith J. O.* Mathematics of the Discrete Fourier Transform (DFT): With Audio Applications. Julius Smith, 2007. 323 p.
79. *Didenko N. V. et al.* Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses // Optics Express. 2008. V. 16, № 5. P. 3178.
80. *Schimpf D. N., Seise E., Limpert J., Tünnermann, A.* The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems. // Optics Express. 2008. V. 16, № 14. P. 10664.
81. *Walmsley I. A., Dorrer C.* Characterization of ultrashort electromagnetic pulses // Advances in Optics and Photonics. 2009. V. 1, № 2. P. 308.
82. *Iaconis C., Walmsley I. A.* Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses // Optics Letters. 1998. V. 23, № 10. P. 792.
83. *Amat-Roldan I. et al.* Measurement of electric field by interferometric spectral trace observation // Optics Letters. 2005. V. 30, № 9. P. 1063.
84. *Yang S.-D. et al.* Direct spectral phase retrieval of ultrashort pulses by double modified one-dimensional autocorrelation traces // Optics Express. 2008. V. 16, № 25. P. 20617.
85. *Chao M.-S. et al.* High-sensitivity ultrashort mid-infrared pulse characterization by modified interferometric field autocorrelation // Optics Letters. 2015. V. 40, № 6. P. 902.
86. *Anashkina E. A. et al.* Single-shot laser pulse reconstruction based on self-phase modulated spectra measurements // Scientific Reports. 2016. V. 6, P. 33749.
87. *Anashkina E., Andrianov A., Leuchs G.* Single-shot reconstruction of a subpicosecond pulse from a fiber laser system via processing strongly self-phase modulated spectra // Results in Physics. 2020. V. 16. P. 102848.
88. *Андрянов А. В. [и др.].* Разработка гибридной волоконной Er/Yb-лазерной системы для генерации предельно коротких импульсов в диапазоне длин волн 1.6 – 2.0 мкм, оптически синхронизованных с мощными импульсами вблизи 1 мкм // Квантовая электроника. 2013. V. 43, № 3. P. 256.
89. *Andrianov A. et al.* All-fiber design of hybrid Er-doped laser/Yb-doped amplifier system for high-power ultrashort pulse generation // Optics Letters. 2010. V. 35, № 22. P. 3805.

90. Зеленогорский В. В. [и др.]. Сканирующий кросс-коррелятор для мониторинга однородных трехмерных эллипсоидальных лазерных пучков // Квантовая электроника. 2014. V. 44, № 1. P. 76.
91. Anashkina E. A. et al. Development of a compact hardware/software package for noninvasive diagnostics of skin diseases in the THz frequency range // Physics of Wave Phenomena. 2014. V. 22, № 3. P. 202.
92. Muller M. et al. 1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser // Optics Letters. 2016. V. 41, № 15. P. 3439.
93. Bagayev S. N. et al. Coherent combining of femtosecond pulses parametrically amplified in BBO crystals // Optics Letters. 2014. V. 39, № 6. P. 1517.
94. Андрианов А. В., Коробейникова А. П. Схема стабилизации фазы и времени прихода ультракоротких лазерных импульсов для волоконной системы когерентного суммирования пучков излучения // Квантовая электроника. 2020. V. 50, № 8. P. 742.
95. Zhi D., et al., Realization of large energy proportion in the central lobe by coherent beam combination based on conformal projection system // Scientific Reports. 2017. V. 7, № 1. P. 2199.
96. Grellu P., Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers // Nature Photonics. 2012. V. 6, № 2. P. 84.
97. Babin S. A. et al. Multicolour nonlinearly bound chirped dissipative solitons // Nature Communications. 2014. V. 5, № 1. P. 4653.
98. Amrani F. et al. Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter // Applied Physics B. 2010. V. 99, № 1. P. 107.
99. Malomed B. A. Bound solitons in the nonlinear Schrodinger–Ginzburg–Landau equation // Physical Review A. 1991. V. 44, № 10. P. 6954.
100. Soto-Crespo J. M. et al. Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber lasers // Optics Letters. 2003. V. 28, № 19. P. 1757.
101. He W. et al. Formation of optical supramolecular structures in a fibre laser by tailoring long-range soliton interactions // Nature Communications. 2019. V. 10, № 1. P. 5756.
102. Sakaguchi H., Skryabin D. V., Malomed B. A. Stationary and oscillatory bound states of dissipative solitons created by third-order dispersion // Optics Letters. 2018. V. 43, № 11. P. 2688.
103. Андрианов А. В. [и др.]. Волоконный лазер с субтерагерцевой частотой следования ультракоротких импульсов в телекоммуникационном диапазоне // Квантовая электроника. 2016. V. 46, № 4. P. 387.
104. Андрианов А. В. Полностью волоконная система оптического стробирования для измерения периодически повторяющегося широкополосного сигнала сложной формы с пикосекундным разрешением в наносекундном временном окне // Квантовая электроника. 2018. V. 48, № 4. P. 378.

105. Zaviyalov A., Grellu P., Lederer F. Impact of slow gain dynamics on soliton molecules in mode-locked fiber lasers // *Optics Letters*. 2012. V. 37, № 2. P. 175.
106. Porter D. A., Easterling K. E. *Phase Transformations in Metals and Alloys* (Revised Reprint). - Boca Raton: CRC Press, 2009. - 536 p.
107. Кузнецов А. Н. [и др.]. Синтезатор радиочастот с собственной нестабильностью  $5 \times 10^{-15}$  при времени усреднения 1 с на основе волоконного фемтосекундного эрбиевого лазера // *Квантовая электроника*. 2020. V. 50, № 12. P. 1155.
108. Anashkina E. A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V. et al., Two-color pump schemes for Er-doped tellurite fiber lasers and amplifiers at 2.7–2.8  $\mu\text{m}$  // *Laser Physics Letters*. 2019. V. 16, № 2. P. 025107.
109. Skvortsov M. I. et al. Advanced distributed feedback lasers based on composite fiber heavily doped with erbium ions // *Scientific Reports*. 2020. V. 10, P. 14487.
110. Nobriga C. E. d. et al. Supermode dispersion and waveguide-to-slot mode transition in arrays of silicon-on-insulator waveguides // *Optics Letters*. 2010. V. 35, № 23. P. 3925.
111. Tao G. et al. Infrared fibers // *Advances in Optics and Photonics*. 2015. V. 7, № 2. P. 379.
112. El-Mallawany R. A. H., *Tellurite Glasses Handbook: Physical Properties and Data*. Boca Raton: CRC Press, 2001. 568 p.
113. Anashkina E.A. et al., Development of Er<sup>3+</sup>-doped high-purity tellurite glass fibers for gain-switched laser operation at 2.7  $\mu\text{m}$  // *Optical Materials Express*. 2011. V. 7, № 12. P. 4337.
114. Koptev M. Y., Anashkina E. A., Andrianov A. V. et al. Widely tunable mid-infrared fiber laser source based on soliton self-frequency shift in microstructured tellurite fiber // *Optics Letters*. 2015. V. 40, № 17. P. 4094.
115. Bookey H. T. et al. Multiple rare earth emissions in a multicore tellurite fiber with a single pump wavelength // *Optics Express*. 2007. V. 15, № 26. P. 17554.
116. Boivin M. et al. Germanate-tellurite composite fibers with a high-contrast stepindex design for nonlinear applications // *Optical Materials Express*. 2014. V. 4, № 8. P. 1740.
117. Nazemosadat E., Mafi A. Design considerations for multicore optical fibers in nonlinear switching and mode-locking applications // *Journal of the Optical Society of America B*. 2014. V. 31, № 8. P. 1874.
118. Buttner T. F. S. et al. Multicore, tapered optical fiber for nonlinear pulse reshaping and saturable absorption // *Optics Letters*. 2012. V. 37, № 13. P. 2469.
119. Minardi S. et al. Low-power-threshold photonic saturable absorber in nonlinear chalcogenide glass // *Optics Letters*. 2015. V. 40, № 2. P. 257.
120. Hudson D.D. et al. Nonlinear femtosecond pulse reshaping in waveguide arrays // *Optics Letters*. Vol. 33, № 13. P. 1440.

## Список публикаций, в которых изложены основные научные результаты диссертации

A1. *Andrianov A., Anashkina E., Kim A., Meyerov I., Lebedev S., Sergeev A., Mourou G.* Three-dimensional modeling of CPA to the multimillijoule level in tapered Yb-doped fibers for coherent combining systems // *Optics Express*. 2014. V. 22, № 23. P. 28256.

A2. *Toth S., Flender R., Kiss B., Kurucz M., Andrianov A., Nagymihaly R. S., Haizer L., Cormier E., Osvay K.* Comparative study of an ultrafast, CEP-stable, dual-channel mid-IR OPCPA system // *Journal of the Optical Society of America B*. 2019. V. 36, № 12. P. 3538.

A3. *Andrianov A., Szabo A., Sergeev A., Kim A., Chvykov V., Kalashnikov M.* Computationally efficient method for Fourier transform of highly chirped pulses for laser and parametric amplifier modeling // *Optics Express*. 2016. V. 24, № 23. P. 25974.

A4. *Andrianov A. V., Kim A. V., Anashkina E. A., Meyerov I. B., Lebedev S. A., Sergeev A. M., Koenig K., Mourou G.* Modeling of coherent beam combining from multimillijoule chirped pulse tapered fiber amplifiers // *The European Physical Journal Special Topics*. 2015. V. 224, № 13. P. 2579.

A5. *Bobkov K., Andrianov A., Koptev M., Muravyev S., Levchenko A., Velmiskin V., Aleshkina S., Semjonov S., Lipatov D., Guryanov A., Kim A., Likhachev M.* Sub-MW peak power diffraction-limited chirped-pulse monolithic Yb-doped tapered fiber amplifier // *Optics Express*. 2017. V. 25, № 22. P. 26958.

A6. *Andrianov A. V., Skobelev S. A., Balakin A. A., Anashkina E. A., Litvak A. G.* Tapered Multicore Fiber for High-Power Laser Amplifiers // *IEEE Photonics Journal*. 2022. V. 14, № 1. P. 1505606.

A7. *Mironov S. Y., Andrianov A. V., Gacheva E. I., Zelenogorskii V. V., Potemkin A. K., Khazanov E. A., Boonpornprasert P., Gross M., Good J., Isaev I., Kalantaryan D., Kozak T., Krasilnikov M., Qian H., Li X., Lishilin O., Melkumyan D., Oppelt A., Renier Y., Rublack T., Felber M., Huck H., Chen Y., Stephan F.* Spatio-temporal shaping of photocathode laser pulses for linear electron accelerators // *Physics-Uspekhi*. 2017. V. 60, № 10. P. 1039.

A8. *Gacheva E. I., Zelenogorskii V. V., Andrianov A. V., Krasilnikov M., Martyanov M. A., Mironov S. Y., Potemkin A. K., Syresin E. M., Stephan F., Khazanov E. A.* Disk Yb:KGW amplifier of profiled pulses of laser driver for electron photoinjector // *Optics Express*. 2015. V. 23, № 8. P. 9627.

A9. *Rublack T., Good J., Khojayan M., Krasilnikov M., Stephan F., Hartl I., Schreiber S., Andrianov A., Gacheva E., Khazanov E., Mironov S., Potemkin A., Zelenogorskii V., Syresin E.* Production of quasi ellipsoidal laser pulses for next generation high brightness photoinjectors // *Nuclear Instruments and Methods in*

Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. V. 829. P. 438.

A10. *Muller C. R., Sedlmeir F., Martynov V. O., Marquardt C., Andrianov A. V., Leuchs G.* The standard quantum limit of coherent beam combining // *New Journal of Physics*. 2019. V. 21, № 9. P. 093047.

A11. *Balakin A. A., Skobelev S. A., Anashkina E. A., Andrianov A. V., Litvak A. G.* Coherent propagation of laser beams in a small-sized system of weakly coupled optical light guides // *Physical Review A*. 2018. V. 98, № 4. P. 043857.

A12. *Balakin A. A., Skobelev S. A., Anashkina E. A., Andrianov A. V., Litvak A. G.* Coherent propagation and amplification of intense laser pulses in hexagonal multicore fibers // *Optics Letters*. 2020. V. 45, № 12. P. 3224

A13. *Andrianov A. V., Kalinin N. A., Anashkina E. A., Egorova O. N., Lipatov D. S., Kim A. V., Semjonov S. L., Litvak A. G.* Selective Excitation and Amplification of Peak-Power-Scalable Out-of-Phase Supermode in Yb-Doped Multicore Fiber // *Journal of Lightwave Technology*. 2020. V. 38, № 8. P. 2464.

A14. *Kalinin N. A., Anashkina E. A., Egorova O. N., Zhuravlev S. G., Semjonov S. L., Kim A. V., Litvak A. G.* Controlled Excitation of Supermodes in a Multicore Fiber with a  $5 \times 5$  Square Array of Strongly Coupled Cores // *Photonics*. 2021. V. 8, № 8. P. 314.

A15. *Andrianov A. V., Kalinin N. A., Anashkina E. A.* Group velocity dispersion of a multicore fibre with  $5 \times 5$  coupled cores for in-phase and out-of-phase supermodes // *Laser Physics Letters*. 2021. V. 18, № 12. P. 125104

A16. *Skobelev S. A., Balakin A. A., Anashkina E. A., Andrianov A. V., Litvak A. G.* Out-of-phase few-cycle solitons in multicore fibers // *Physical Review A*. 2021. V. 104, № 2. P. 023522.

A17. *Balakin A. A., Skobelev S. A., Andrianov A. V., Anashkina E. A., Litvak A. G.* Coherent amplification of high-power laser radiation in multicore fibers from a rectangular array of cores // *Optics Letters*. 2021. V. 46, № 2. P. 246.

A18. *Andrianov A., Kalinin N., Anashkina E., Leuchs G.* Highly efficient coherent beam combining of tiled aperture arrays using out-of-phase pattern // *Optics Letters*. 2020. V. 45, № 17. P. 4774.

A19. *Kalinin N. A., Anashkina E. A., Leuchs G., Andrianov A. V.* Lenslet array-free efficient coherent combining of broadband pulses at the output of a multicore fiber with a square core grid // *Optics Express*. 2022. V. 30, № 2. P. 1013.

A20. *Tao M., Feng G., Andrianov A., Kim A., Yu T., Zhao H., Ye X.* Tm-Ho codoped fiber based multi-wavelength Q-switching of an Er-doped fiber laser // *Optics Communications*. 2015. V. 354. P. 209.

A21. *Andrianov A., Kim A.* Widely stretchable soliton crystals in a passively mode-locked fiber laser // *Optics Express*. 2021. V. 29, № 16. P. 25202.

A22. *Koptev M. Yu., Anashkina E. A., Andrianov A. V., Muravyev S. V., Kim A. V.* Two-color optically synchronized ultrashort pulses from a Tm/Yb-co-doped fiber amplifier // *Optics Letters*. 2014. Vol. 39, № 7. P. 2008

A23. *Anashkina E. A., Andrianov A. V., Koptev M. Y., Muravyev S. V., Kim A. V.* Generating femtosecond optical pulses tunable from 2 to 3  $\mu\text{m}$  with a silica-based all-fiber laser system // *Optics Letters*. 2014. V. 39, № 10. P. 2963.

A24. *Anashkina E. A., Andrianov A. V., Koptev M. Y., Muravyev S. V., Kim A. V.* Towards Mid-Infrared Supercontinuum Generation With Germano-Silicate Fibers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2014. V. 20, № 5. P. 643.

A25. *Sharma V., Singh S., Lovkesh, Anashkina E. A., Andrianov A. V.* Demonstration of optical frequency comb generation using four-wave mixing in highly nonlinear fiber // *Optik*. 2021. V. 241. P. 166948.

A26. *Sharma V., Singh S., Anashkina E. A., Andrianov A. V.* Optical frequency comb generation by the exploitation of gain modulation phenomenon in semiconductor optical amplifier // *Optical Engineering*, 2021. V. 60. P. 14.

A27. *Andrianov A. V.* All-Optical Manipulation of Elastic Soliton Crystals in a Mode-Locked Fiber Laser // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2022. V. 34, № 1. P. 39.

A28. *Andrianov A.* Spectral-temporal patterned supercontinuum generation and pulse compression with tunable sub-terahertz repetition rate // *Laser Physics Letters*. 2021. V. 18, № 12. P. 125103.

A29. *Andrianov A. V., Kalinin N. A., Koptev M. Y., Egorova O. N., Kim A. V., Litvak A. G.* High-energy femtosecond pulse shaping, compression, and contrast enhancement using multicore fiber // *Optics Letters*. 2019. V. 44, № 2. P. 303.

A30. *Anashkina E. A., Andrianov A. V.* Design and Dispersion Control of Microstructured Multicore Tellurite Glass Fibers with In-Phase and Out-of-Phase Supermodes // *Photonics*. 2021. V. 8, № 4. P. 113.

A31. *Balakin A. A., Skobelev S. A., Andrianov A. V., Kalinin N. A., Litvak A. G.* Laser pulse compression up to few-cycle durations in multicore fiber // *Optics Letters*. 2019. V. 44, № 20. P. 5085.

A32. *Skobelev S. A., Balakin A. A., Anashkina E. A., Andrianov A. V., Litvak A. G.* Ultrawide shifting of the laser pulse wavelength in a multicore tellurite fiber with two zero-dispersion wavelengths // *Physical Review A*. 2021. V. 104, № 3. P. 033518.

A33. *Andrianov A. V., Anashkina E. A.* Asymmetric interferometric frequency resolved optical gating for complete unambiguous ultrashort pulse characterisation // *Results in Physics*. 2021. V. 29. P. 104740.