

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

*На правах рукописи*

**Жданов Иннокентий**

**Исследование генерации сильночирпованных диссипативных  
солитонов в области нормальной дисперсии на длинах волн более  
1,5 мкм**

Специальность 1.3.6  
«Оптика»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук  
Харенко Денис Сергеевич

Новосибирск, 2022

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Основные понятия и обзор литературы</b> . . . . .	10
1.1. Генерация импульсов в волоконных лазерах . . . . .	10
1.2. Режимы импульсной генерации . . . . .	11
1.3. Методы синхронизации мод . . . . .	14
1.4. Генерация излучения с длиной волны 1,6-1,7 мкм . . . . .	20
<b>Глава 2. Используемые методы и подходы</b> . . . . .	27
2.1. Метод пространственного разделения физических процессов . . . . .	27
2.2. Спектральные фильтры . . . . .	28
2.3. Измерение параметров импульса . . . . .	32
2.4. Сжатие импульса . . . . .	37
2.5. Техника усиления чирпованных импульсов . . . . .	38
2.6. Оптимизация сварки используемых волокон . . . . .	39
2.7. Численное моделирование . . . . .	42
<b>Глава 3. Эксперимент</b> . . . . .	43
3.1. Задающий генератор . . . . .	43
3.2. Удлинение резонатора . . . . .	51
3.3. Исследование влияния направления накачки . . . . .	53
3.4. Моделирование генерации шумоподобных импульсов . . . . .	55
3.5. Генератор СУД . . . . .	57
3.6. Перестраиваемый волоконный лазер с фильтром на дифракционной решетке . . . . .	64
<b>Глава 4. Техника генерации РДС во внешнем резонаторе</b> . . . . .	71
4.1. Генерация РДС на длине волны 1,3 мкм . . . . .	71

4.2. Усиление РДС с помощью вторичного взаимодействия с импульсом накачки . . . . .	73
4.3. Генерация РДС на длине волны 1,7 мкм . . . . .	75
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>81</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>84</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>87</b>

## Введение

**Общая характеристика работы.** Работа посвящена исследованию генерации фемтосекундных сильночирпованных диссипативных солитонов (СЧДС) в волоконном эрбиевом резонаторе, составленном из разных типов волокон, и синхронизацией мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации (НВП, nonlinear polarization evolution, NPE). Проведенные работы показали возможность увеличения энергии импульса, а также получения генерации Рамановских диссипативных солитонов (РДС) с длиной волны 1,6-1,7 мкм во внешнем волоконном резонаторе методом синхронной накачки.

**Актуальность работы.** На сегодняшний день лазеры стали неотъемлемой частью нашей жизни и имеют огромное количество применений буквально во всех отраслях [1]. Особо можно выделить импульсные волоконные лазеры в связи с их компактностью и отсутствием юстировок. Излучение в области 1,55 мкм обладает некоторыми преимуществами: оно безопасно для глаз, здесь находится минимум потерь оптических световодов, что и обуславливает широкое применение источников данного спектрального диапазона в оптических телекоммуникациях. В дополнение к этому для эрбиевых волоконных лазеров на 1,55 мкм имеется развитая элементная и волоконная база. Интерес к импульсным лазерам в последнее время также связан с активным развитием нелинейной многофотонной микроскопии [2], оптической когерентной томографии и когерентной антистоксовой спектроскопии комбинационного рассеяния [3]. При изучении биологических объектов особого внимания заслуживают длины волн вблизи 1,3 и 1,7 мкм, где находятся так называемые «окна прозрачности» воды [4, 5]. Поэтому разработка волоконных источников мощных импульсов для создания компактных систем нелинейной микроскопии, применения в телекоммуникациях и метрологии является актуальной задачей до сих пор.

**Цели и Задачи.** Целью данной работы является исследование возможности создания волоконного источника мощных фемтосекундных импульсов с центральной длиной волны более 1,5 мкм, а также создания на его основе источника импульсов с центральной длиной волны 1,6-1,7 мкм за счет эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Для достижения поставленной цели необходимо решить следующий ряд задач:

- Разделить эффекты нелинейного вращения поляризации и эволюции диссипативного солитона для получения импульсов наибольшей энергии в волоконном резонаторе с нормальной суммарной дисперсией в области длин волн 1,5 мкм.
- Определить оптимальную схему волоконного резонатора и подходящие составляющие его компоненты, при которых будет достигаться наибольшая энергия генерируемых импульсов.
- Провести усиление генерируемых импульсов до значений выше порога ВКР.
- Продемонстрировать генерацию РДС с длиной волны 1,6-1,7 мкм методом синхронной накачки внешнего волоконного резонатора, а также провести характеристику генерируемых импульсов.

**Новизна** данной работы состоит в существенном расширении спектрального диапазона генерации мощных фемтосекундных импульсов, за счет получения излучения на новых длинах волн посредством эффекта ВКР. Этого предполагается достичь, с одной стороны, за счет разделения физических процессов, происходящих при распространении импульса в волоконном резонаторе, что ранее демонстрировалось только на примере иттербиевого волоконного лазера. С другой стороны, за счёт создания условий для генерации когерентных импульсов на стоксовой длине волны, путём введения слабой обратной связи

или синхронной накачке внешнего резонатора. В результате данное исследование позволит создать качественно новый волоконный источник мощных фемтосекундных импульсов в области 1,5-1,7 мкм с высокими эксплуатационными характеристиками и широким спектром применений.

**Практическая значимость.** Результаты данной работы могут быть использованы для создания волоконных импульсных систем спектроскопии и нелинейной микроскопии в диапазоне второго окна прозрачности воды, что имеет особое значение для комплексного осмотра биологических объектов, а также мониторинга атмосферных явлений. Также они могут быть использованы для создания системы оптической когерентной томографии для изучения биологических объектов.

**Личный вклад автора.** В ходе работы автором лично была проведена сборка и характеристика волоконного задающего генератора, он также принимал участие в постановке задачи, анализе экспериментальных данных и численного счета. Проведена постановка эксперимента по генерации рамановских диссипативных солитонов во внешнем резонаторе и измерения параметров полученных импульсов.

**Достоверность полученных результатов** обеспечивается использованием проверенного набора методик, используемых как для непосредственно сборки установки, так и при проведении измерений. Все результаты соотносились с известными существующими моделями описания явлений, происходящих в волоконных лазерах, и результатами численного счета. Также результаты неоднократно докладывались на всероссийских и международных конференциях и публиковались в ведущих рецензируемых научных изданиях.

**Апробация работы.** Результаты работы были легли в основу 6-ти публикаций в рецензируемых отечественных и международных изданиях, а также

представлены на 13-ти конференциях, включая школы молодых ученых:

- 10-й Международный семинар по волоконным лазерам 2022, 2022, Академгородок, Новосибирск, Россия
- 29th Annual International Laser Physics Workshop 2021 (LPHYS'21), 2021, онлайн
- SPIE Optics + Photonics 2020 Digital Forum, 2020, онлайн
- Всероссийская конференция по волоконной оптике (ВКВО-2019), 2019, Пермь, Россия
- Summer School on Nonlinear Photonics, 2019, Сколково, Москва, Россия
- 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), 2019, Мюнхен, Германия
- Nonlinear Photonics International Summer School, 2018, Академгородок, Новосибирск, Россия
- 8-й Российский семинар по волоконным лазерам 2018, 2018, Академгородок, Новосибирск, Россия
- Всероссийская конференция по волоконной оптике (ВКВО-2017), 2017, Пермь, Россия
- 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), 2017, Мюнхен, Германия
- 2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS), 2017, Санкт-Петербург, Россия
- 7-й Российский семинар по волоконным лазерам 2016, 2016, Академгородок, Новосибирск, Россия

- Молодежная конкурс-конференция Фотоника и Оптические Технологии (ФОиТ), 2016, Академгородок, Новосибирск, Россия

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

- Генерация сильночирпованных диссипативных солитонов вблизи 1,55 мкм может быть получена в волоконном резонаторе с пространственным разделением эффектов нелинейного вращения поляризации и дисперсионного и нелинейного набегов фазы.
- Шумы эрбиевой активной среды, определяемые в том числе направлением накачки, ограничивают энергию генерируемых сильночирпованных диссипативных солитонов за счет наличия перехода к генерации шумоподобных импульсов. Влияние шумов может быть подавлено использованием спектрального фильтра, обладающего высоким контрастом.
- В резонаторе с пространственным разделением эффектов нелинейного вращения поляризации и дисперсионного и нелинейного набегов фазы возможно получение генерации солитонов, управляемых дисперсией с частотой повторения менее 15 МГц.
- С помощью синхронной накачки внешнего резонатора импульсами с несущей длиной волны 1550 нм может быть получено когерентное импульсное излучение с центральной длиной волны вблизи 1,7 мкм (1680 нм) посредством эффекта вынужденного комбинационного рассеяния.

**Объем и структура работы.** Работа состоит из введения, обзора литературы, описания методов и основной части, где описана вся экспериментальная работа, а также заключения. Объем диссертации состоит из 96 страниц, включая 45 рисунков и 7 таблиц. Во введении описана актуальность и новизна работы, сформулированы цели и задачи. В первой главе рассмотрены режимы генерации, которые могут быть получены в волоконных лазерах, дан обзор текуще-

го состояния исследований в области методов синхронизации мод, генераторов импульсного излучения в эрбиевом диапазоне длин волн, а также в диапазоне 1600-1700 нм. Глава 2 посвящена описанию экспериментальных методов и техник, используемых в работе, а также моделей для численного моделирования процессов генерации. В главе 3 описаны результаты, полученные соискателем в рамках работы с 2016 по 2022 год в Институте автоматики и электрометрии СО РАН в лаборатории волоконной оптики. Рассмотрена генерация СЧДС в полностью волоконном резонаторе с пространственным разделением процессов амплитудной самомодуляции и эволюции импульса под действием нелинейности и дисперсии. Описаны эксперименты по увеличению длины резонатора с целью повышения энергии импульса, а также альтернативные варианты схемы волоконного источника накачки для внешнего резонатора. Глава 4 посвящена принципам генерации РДС во внешних волоконных резонаторах. Базовое описание дано на примере генерации РДС с длиной волны 1,3 мкм, где автор исследовал возможность усиления импульсов за счет вторичного взаимодействия стоксового импульса с импульсом накачки. В данной главе также приведены результаты работы по генерации РДС с длиной волны вблизи 1,7 мкм, продемонстрированной впервые. В заключении сформулированы результаты работы, а также даны потенциальные пути дальнейшего развития исследования. Библиографический перечень включает в себя 99 наименований.

## Глава 1

# Основные понятия и обзор литературы

В данной главе будут даны определения основных понятий по генерации импульсного излучения в волоконных лазерах с синхронизацией мод. Рассматриваются только механизмы, получившие применения в волоконных схемах. Также дан обзор последних достижений в области создания волоконных источников излучения на длинах волн эрбиевого диапазона, и 1,6-1,7 мкм.

### 1.1. Генерация импульсов в волоконных лазерах

Генерация импульсного излучения в волоконных лазерах может быть реализована двумя основными методами: модуляцией добротности резонатора (Q-switch) и синхронизацией мод. Использование первого метода предполагает, что последовательность импульсов является следствием периодического изменения уровня потерь в резонаторе. Важно отметить, что импульсы, генерируемые таким способом, имеют длительность  $\approx 1$  нс и не обладают фазовой корреляцией друг с другом. Второй метод может быть реализован если добиться определенного фазового соотношения между продольными модами резонатора, то становится возможным получение очень короткого импульса (вплоть до нескольких десятков и даже единиц фс), что и называется методом синхронизации мод. Это может быть реализовано с помощью введения в резонатор модулятора, производящего модуляцию на частоте обхода резонатора или кратной ей. Такая схема называется активной синхронизацией мод. Однако наличие активного модулятора не является необходимым условием. Синхронизация мод может быть реализована за счет наличия в резонаторе самоамплитудной модуляции за счет нелинейных эффектов (в т.ч. эффекта Керра), а элемент реализующий эту функцию называется самоамплитудным модулятором. В таком элементе пропускание становится зависимым от интенсивности, что приводит к

бóльшему затуханию краев импульса по сравнению с центральной его частью. При установлении стабильного режима, после множества обходов резонатора, такая селективность приводит к эффективному сужению импульса во временной области. В частотной же области, это же приведет к установлению корректного фазового соотношения между модами резонатора. Описанный механизм подразумевает, что импульс генерируется из усиленного шумового всплеска спонтанной эмиссии активной среды под действием непрерывной накачки. Отдельно стоит упомянуть случаи, когда генерация импульсного излучения осуществляется посредством нелинейного преобразования другого импульса при синхронной накачке внешнего резонатора под действием параметрических процессов или ВКР. В деталях механизмы и предельные характеристики генерируемых импульсов будут рассмотрены в дальнейшем.

## 1.2. Режимы импульсной генерации

При распространении излучения внутри световода необходимо учитывать такие параметры как дисперсия, нелинейность и рассеяние (рэлеевское, комбинационное и/или Мандельштама-Бриллюэна). Значения указанных параметров зависят от материала световода, используемой длины волны, а также конфигурации профиля показателя преломления световода. Вся совокупность этих факторов усложняет динамику формирования ультракоротких импульсов в волоконном резонаторе, но в то же время открывает новые возможности для управления параметрами излучения. В зависимости от величины полной дисперсии резонатора реализуются существенно разные режимы импульсной генерации [6, 7]. При суммарной аномальной дисперсии резонатора может быть реализован солитонный режим генерации, когда за счет взаимной компенсации эффектов нелинейности и дисперсии форма импульса не изменяется при распространении. Форма спектра таких импульсов описывается как  $\text{sech}^2$ , однако их энергия ограничена и связана с длительностью генерируемого импульса

соотношением  $E_p = 2|\beta_2|/\gamma\tau$  [6]. При дисперсии резонатора вблизи нуля, вне зависимости от знака, реализуется режим растянутых импульсов также называемых солитонами, управляемыми дисперсией (СУД). При распространении СУД внутри резонатора импульс существенно меняет свою длительность за один обход, «дышит», за счет чего снижается средняя пиковая мощность за обход. Резонатор генератора СУД состоит из чередующихся отрезков волокон с аномальной и нормальной дисперсией. Концепция таких импульсов была представлена К. Тамуга [8]. Данный вид импульсов более устойчив к распаду в следствии многоимпульсной неустойчивости в сравнении с классическими солитонами, однако данный тип неустойчивости все равно проявляется, что не позволяет получить высоких энергий.

При переходе к нормальной дисперсии резонатора нелинейность и дисперсия уже не могут компенсировать друг друга и генерируемые импульсы уже не являются спектрально ограниченными, а обладают линейной частотной модуляцией, а также имеют на порядки большую энергию [9]. К таким режимам генерации относятся диссипативные солитоны [10], сильночирпованные импульсы [11], и симиляритоны [12, 13]. Особенностью первых двух видов импульсов является их характерная форма спектра с резкими краями, даже в логарифмическом масштабе, отмечаемая в литературе как форма «Бетмен». Генерация диссипативных солитонов может быть реализована как в резонаторе, состоящем полностью из волокна с нормальной дисперсией, так и в резонаторах где такое волокно занимает наибольшую часть. Важным элементом в таких схемах является полосовой фильтр, обеспечивающий спектральные потери и стабилизацию синхронизации мод. Первый случай (весь резонатор обладает только нормальной дисперсией) характерен для иттербиевых лазеров с длиной волны вблизи 1 мкм, где стандартный одномодовый световод обладает нормальной дисперсией. Этот подход позволяет получать импульсы с высокой энергией напрямую из задающего генератора [14, 15], а наличие значительного чирпа позволяет усиливать такие импульсы без дополнительной стадии растяжения

и прореживания [16]. Вторым методом является типичным для реализации генератора диссипативных солитонов на волокнах, легированных эрбием. Дело в том, что при переходе в область полутора микрон дисперсия большинства волокон уже аномальна, и возможна генерация только классических солитонов, энергия которых, как уже было упомянуто, ограничена уровнем в несколько десятков пДж. Таким образом, успехи, достигнутые в иттербиевых лазерах с длиной волны генерации вблизи 1 мкм, не могут быть автоматически расширены на другие спектральные области, а задают лишь направление возможных исследований. Для получения суммарной нормальной дисперсии резонатора и генерации СЧДС в диапазоне длин волн 1,5 мкм возможно использование специальных волокон со смещённой дисперсией (DSF, dispersion shifted fiber) или со скомпенсированной дисперсией (DCF, dispersion compensated fiber).

Характерное отличие генераторов импульсов с гигантским чирпом заключается в длинном резонаторе (до ста метров и более). Такая конфигурация лазера позволяет генерировать импульсы с длительностью десятки-сотни пс, которые, однако, могут быть сжаты до фемтосекундной длительности, близкой к спектральной ограниченному пределу [7, 16, 17]. В таких лазерах спектральный фильтр в явной форме не обязателен, так как ограниченный спектр усиления, эффекты насыщающегося поглотителя и полосы пропускания элементов выполняют роль эффективного спектрального фильтра. К тому же, поскольку энергия импульса прямо пропорциональна длине резонатора, то ее значение для таких генераторов тоже достаточно высоко [14, 15, 18].

Последним реализуемым типом импульсов являются т.н. симиляритоны. Особенностью данного класса импульсов является характерная параболическая временная форма и параболическое распределение фазы. Данное решение является асимптотическим решением для нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ) при распространении в нормальном волокне, что подтверждается как численно, так и экспериментально. А.Chong и соавторы [19] в своей работе показали, что симиляритоны устойчивы к оптическому опрокидыванию волны, а

также не имеют предела по аккумулярованию нелинейной фазы.

### 1.3. Методы синхронизации мод

Рождение импульса внутри резонатора в большинстве случаев происходит за счет самомодуляции шумового всплеска интенсивности от обхода к обходу резонатора. Именно с этой целью в резонатор добавляют элемент или систему, называемую амплитудным самомодулятором. Данный элемент отличается характерной нелинейной зависимостью пропускания от падающей интенсивности, когда излучение большей мощности испытывает меньше потерь. Это может быть реализовано либо на материальных платформах, либо за счет использования различных нелинейных эффектов, на базе которых создаются системы с аналогичным откликом. В работе [20] рассмотрены принципы и классификация амплитудных самомодуляторов, а также особенности каждого типа в деталях. Начнем свое рассмотрение с материальных амплитудных самомодуляторов или насыщающихся поглотителей. Данный тип получил второе рождение в последнее время с развитием новых монослойных материалов, в частности аллотропных модификаций углерода и дихалькогенидов переходных металлов. Для детального изучения возможно использовать работы [21, 22], посвященные обзору последних достижений в материальных насыщающихся поглотителях. В данном обзоре будут отражены работы, связанные с длиной волны вблизи 1,5 мкм.

Среди работ по созданию генераторов с высокой энергией можно выделить работы группы Cabasse. В работе [23] была достигнута энергия в 4,6 нДж при относительно большой длительности сжатого импульса в 614 фс. Использовался полупроводниковый насыщающийся поглотитель (Semiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM) и волокна с нормальной дисперсией, при этом схема фактически не является полностью волоконной. Авторами был проведён анализ различных составов полупроводниковых структур, и определены составы,

при которых синхронизация мод наиболее стабильна, а энергия максимальна. Столь большая длительность сжатого импульса может быть обусловлена относительно большим временем релаксации SESAM.

Рассматривая наноматериалы, следует отметить, что изготовление насыщающихся на их основе реализуется за счет нанесения пленок либо на ферулу коннектора, либо на шлифованное, так называемое D-shape, волокно. Когда речь идет об использовании аллотропных модификациях углерода, то зачастую имеется в виду использование графена [24–26], углеродных пленок [27, 28] и нанотрубок различной толщины [29, 30]. В работе [24] была получена генерация солитонов с центральной длиной волны 1559 нм с насыщающимся поглотителем на основе графена, нанесенного на шлифованное волокно и длительностью 910 фс. Почти в полтора раза меньшую длительность удалось получить авторам работы [25], где генерируемые солитоны обладали длительностью 674 фс, но насыщающийся поглотитель обладал сложной структурой. Рекордная известная длительность солитонов в 148 фс и средняя выходная мощность импульсов 2,5 мВт (энергия 25 пДж) была получена в работе [26] с использованием 37 слоев графена в качестве насыщающегося поглотителя. При использовании десятков слоев графена была получена генерация солитонов длительностью 345–406 фс [27], при этом пленка наносилась на ферулу. Ширину спектра 21 нм и короткую длительность в 220 фс в резонаторе с насыщающимся поглотителем на основе пленки из графитовых хлопьев с полимером, нанесенных на полированное волокно, смогли получить авторы работы [28]. Говоря об углеродных нанотрубках, хотелось бы отметить работу [29], в которой авторы показали возможность использования коммерчески доступных углеродных нанотрубок для генерации импульсов длительности менее 200 фс. Также стоит отметить работу коллег из Сколтеха [30], которые с помощью слоя нанотрубок и добавлением ионной жидкости смогли получить насыщающийся поглотитель с перестраиваемой глубиной модуляции. Наряду с этим, авторами было продемонстрировано контролируемое переключение от режима синхронизации мод к модуляции добротности

сти. Помимо углерода на сегодняшний день также используются поглотители из дихалькогенидов переходных металлов. Так, в работе [31] показано применение нескольких нанослоев дисульфида вольфрама ( $WS_2$ ) различными способами производства, что позволило получить генерацию импульсов с длительностью порядка 330-470 фс.

В сравнении с работой [23] значительно меньшая длительность при сравнимом уровне энергии была получена в работах другой группы [32]. Здесь при энергии порядка 5 нДж длительность сжатого импульса составляла 78,9 фс. Принципиальная разница состоит в используемом методе синхронизации мод. В [32] использовался эффект нелинейного вращения поляризации (НВП). Данный метод относится к классу нематериальных насыщающихся поглотителей, где эффективная зависимость пропускания от мощности задается за счет Керровской нелинейности. В частности, эффект НВП заключается в том, что при распространении поляризованного излучения в оптическом световоде ортогональные поляризации будут влиять друг на друга посредством кросс-модуляции фазы. Из-за этого эллипс поляризации начнет поворачиваться со скоростью, зависящей от мощности излучения. Если поставить поляризатор или поляризационный делитель пучка, то можно добиться эффекта насыщающегося поглотителя, и, как следствие, синхронизации мод. Также с применением НВП была продемонстрирована рекордная длительность после сжатия в области 1 мкм – 33 фс [33]. Основным недостатком данного способа синхронизации мод является отсутствие долговременной стабильности ввиду неконтролируемого изменения состояния поляризации при изменении внешних условий (температура, вибрации), затрудненный самостарт и переход к мультстабильному режиму при высоких мощностях импульса. Однако это можно преодолеть, например, сократив длину вращения, минимизировав влияние среды, а также использования в дополнение материального насыщающегося поглотителя, что используется в данной работе (см. раздел 2.1). При использовании второго метода, с дополнительным насыщающимся поглотителем, конфигурация будет назы-

ваться гибридной схемой синхронизации мод. Отдельно стоит отметить работы группы из университета Варшавы, где сообщается о реализации НВП синхронизации мод в кольцевом резонаторе, полностью состоящем из волокна с сохранением поляризации, с генерацией импульсов фемтосекундной длительности [34]. В последующей работе [35] было проведено исследование свойств такого рода насыщающегося поглотителя не только в однопроходной конфигурации, показанной в [34], но и двухпроходной, с использованием фарадеевского зеркала. Принципиальная возможность однако была продемонстрирована еще в 2007 году в работе [36], где показаны линейная конфигурация резонатора и генерация импульсов пикосекундной длительности. Такие схемы однако были реализованы только в спектральной области 1 мкм.

Помимо эффекта НВП, альтернативой для создания полностью волоконных фемтосекундных источников ультракоротких импульсов активно используются и изучаются системы, основанные на нелинейных волоконных петлевых зеркалах как пассивных [37], называемых NOLM (nonlinear optical loop mirror) так и активных NALM (nonlinear amplifying loop mirror) [38, 39]. В данном типе лазеров синхронизация мод достигается за счет разности в набеге фазы при распространении излучения в различных направлениях. Однако данная схема имеет ряд недостатков. Один из них заключается в том, что при повышении энергии генерируемых импульсов наблюдается сужение спектра за счет явления диссипативного солитонного резонанса, что ограничивает рост пиковой мощности [40]. Существенный прогресс был достигнут группой С. Кобцева из Новосибирского государственного университета, которая показала способ преодоления данной проблемы путём добавления дополнительной секции активного световода [41]. Новая схема получила название NALM2 и позволила в два раза увеличить пиковую мощность импульса, что было недостижимо для стандартных NALM конфигураций. В дальнейшем, была показана возможность управления функцией отклика такой нелинейной петли за счет изменения мощности накачки, а также возможность электронного управления лазером путём изменения

токов накачки [42].

В нашей работе использовался метод синхронизации мод на основе НВП вследствие его возможности поддерживать множество различных режимов генерации в одной конфигурации резонатора, что делает его очень удобным для проведения исследовательских работ. Новизна нашего подхода заключается в использовании в эрбиевом спектральном диапазоне схемы разделения физических процессов, происходящих при распространении импульса в волоконном резонаторе. Резонатор разделяется на две функциональные части — короткий участок из стандартного одномодового волокна, в котором происходит самоамплитудная модуляция за счёт эффекта НВП, и длинный участок из волокна с сохранением состояния поляризации, в котором формируется диссипативный солитон за счёт согласованного нелинейного и дисперсионного набегов фазы [17]. На примере иттербиевого волоконного лазера было показано, что в такой конфигурации общая длина резонатора может быть более 100 метров, а длительность генерируемого импульса после сжатия не превышает 300 фс [7]. Энергия импульса также растёт пропорционально длине, но лишь до тех пор, пока не достигнет порога ВКР [15]. При достижении этого порога формируется шумовой импульс ВКР на стоксовой длине волны, в который перекачивается значительная доля энергии основного импульса. Позже было показано, что путём введения слабой обратной связи возможно преобразовать шумовой ВКР импульс в когерентный диссипативный солитон [43]. Тем самым продемонстрирован новый тип солитонов — РДС, что важно как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Описанный способ позволяет получать мощные фемтосекундные импульсы на новых длинах волн, которые были ранее недоступны при использовании обычных активных сред. Все описанные результаты были получены вблизи длины волны 1 мкм. Альтернативным способом генерации РДС является синхронная накачка внешнего кольцевого резонатора [44]. В приведенной работе удалось получить chirпованные стоксовые импульсы первого и второго порядка. Длительность после сжатия для первого стоксового

импульса составила около 140 фс.

В диапазоне 1,5 мкм имеется большое разнообразие оптических волокон с самыми различными параметрами, что открывает широкие возможности по управлению параметрами генерируемых импульсов с использованием эрбиевых активных волокон. Важно отметить, что в перечисленных работах других авторов использовались волокна без сохранения поляризации, то есть оставался нереализованным подход по разделению физических эффектов. Таким образом, при использовании нашего подхода можно прогнозировать увеличение энергии генерируемых импульсов в 3-10 раз при сохранении длительности спектрально-ограниченного импульса на уровне 100 фс. Это позволит достичь порога ВКР в диапазоне 1,5 мкм, чего ещё не было продемонстрировано в литературе. При достижении этого порога будет возможен переход в область 1,6-1,7 мкм путём генерации РДС в резонаторе эрбиевого волоконного лазера или во внешнем волоконном резонаторе. При этом резонатор лазера, состоящий исключительно из элементов волоконной оптики, будет обеспечивать высокое качество пучка, стабильность параметров и автономный режим работы без подстройки элементов, что особенно важно для использования прибора за стенами лаборатории.

Отдельно стоит упомянуть про возможность получения комплексов когерентных импульсов на различных частотах, т.н. солитонных гребёнок (solitons comb, не стоит путать с микрорезонаторными солитонами) путём смешения основного диссипативного солитона с длиной волны генерации 1550 нм и РДС с длиной волны вблизи 1650 нм в высоконелинейном световоде, как это было показано для 1 мкм [45]. Особенность данного способа генерации гребёнки заключается в том, что требуется лишь чтобы ноль дисперсии находился между импульсами, а значение дисперсии высших порядков было невелико. Для диапазона в 1,5 мкм такие условия выполнить существенно проще. В этом случае разрабатываемый источник также может быть актуальным для генерации терагерцового излучения [46] и в фундаментальной науке, например, для синтеза импульсов предельно короткой длительности [47] и метрологии [48]. Кроме

того, источники мощных фемтосекундных импульсов на длинах волн 1,5 мкм актуальны и для практических применений, таких как оптика атмосферы и оптические коммуникации, где идёт борьба за разработку качественно нового способа кодирования информации на основе концепции одного супер-канала [49]

#### 1.4. Генерация излучения с длиной волны 1,6-1,7 мкм

Источники, излучающие в районе 1,6-1,7 мкм актуальны в первую очередь для биологических и медицинских применений, например, для нелинейной микроскопии на основе многофотонной флуоресценции [2, 50], когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии [3] и оптической когерентной томографии [51]. На момент начала работ в литературе не сообщалось о возможности прямой генерации в данном диапазоне длин волн, однако они активно исследовались. Об этом говорит тот факт, что параллельно с текущей работой ряд групп также добились существенного успеха в методах прямой генерации излучения в диапазоне 1,6-1,7 мкм, используя тулиевые [52, 53], тулий-гольмиевые [54], а также висмутовые световоды [55, 56].

Тулиевые волоконные лазеры зарекомендовали себя за счет возможности излучения на длине волны вблизи 2 мкм (1810-2100 нм), что позволило заменить твердотельные Ho:YAG лазеры в медицинских применениях, в частности для лечения камней почек [57]. Проблема получения излучения в тулиевых волокнах с интересующей длиной волны (второго окна прозрачности воды) связана с высоким уровнем поглощения основного состояния, что было продемонстрировано в работе Peterka [58]. На спектре поглощения и испускания, приведенном на рис. 1.1 видно, что вблизи 1600-1700 нм сечение излучения сопоставимо или существенно ниже сечения поглощения основным состоянием.

Одним из методов генерации коротковолнового излучения в тулиевых световодах является подавление усиления свободной эмиссии на длинах волн более 1800 нм. В 2017 году Emami с соавторами опубликовали работу [53], где для

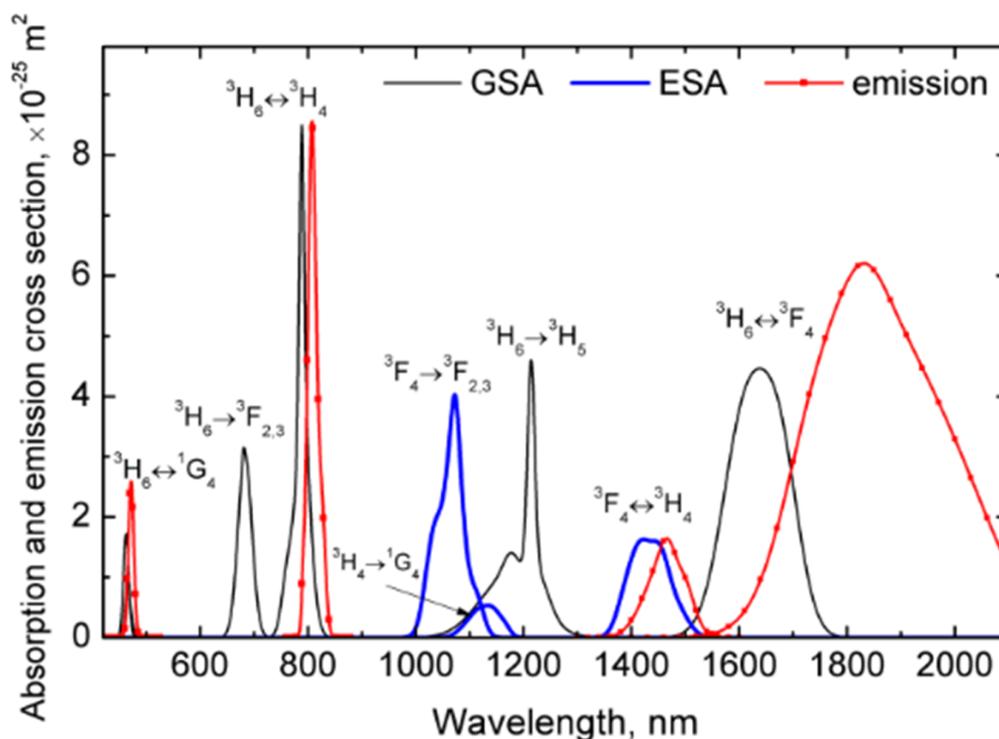


Рис. 1.1. Спектр поглощения и испускания ионов туллия, приведенный в работе [58]. GSA - ground state absorption, поглощение основного состояния, ESA - excited state absorption, поглощение возбужденного состояния, emission - спектр излучения

генерации в коротковолновой области, в резонатор лазера с синхронизацией мод на эффекте НВП был введен фотонно кристаллический световод, сконструированный таким образом, чтобы подавлять длинноволновое излучение. Была продемонстрирована перестраиваемая импульсная генерация в диапазоне с 1700-1750 нм в режиме солитонов. Перестройка производилась изменением положения одного из контроллеров поляризации в схеме задающего генератора. Длительность импульсов была измерена для центральной длины волны 1725 нм и составила 2,55 пс на частоте повторения 3,2 МГц. Об энергетике полученных импульсов данные приведены не были. В том же году группой из университета Гонконга была опубликована работа, демонстрирующая генерацию и усиление солитонов с центральной длиной волны 1785 нм [52]. Импульсы генерировались в комбинированном кольцевом резонаторе, состоящем из объемной и волоконной частей. Синхронизация мод достигалась за счет эффекта НВП, а накачка производилась на длине волны 1560 нм волоконным эрбиевым лазером. После

увеличения энергии по методу усиления чирпованных импульсов (УЧИ), были получены солитоны на частоте повторения 46,38 МГц, длительностью после сжатия 445 фс (в предположении гауссовой формы импульса). Энергия в импульсе после усилителя составила 5,7 нДж, что позволило оценить пиковую мощность в 12 кВт.

Не так давно группа из Сингапура под руководством S. Yoo [59, 60] разработала W-образный легированный тулнием световод с нормальной дисперсией, и продемонстрировала импульсную генерацию и усиление в спектральном диапазоне 1755-1760 нм [59]. В работе использовалась конфигурация резонатора в форме восьмерки, что означает использование NALM схемы синхронизации мод. Была продемонстрирована стабильная импульсная генерация в режиме растянутых импульсов с энергией 0,8 нДж и частотой повторения 4,96 МГц. После задающего генератора импульсы были усилены с использованием того же световода до энергии 158,2 нДж и длительностью 5,63 пс, и сжаты до 374 фс. В более подробной статье, посвященной разработке и использованию данного световода [60], импульсная генерация производилась в линейно-кольцевой конфигурации резонатора, где синхронизация мод была достигнута при помощи SESAM с временем релаксации 10 пс. Частота повторения составила 5,5 МГц и все генерируемые импульсы классифицированы как классические солитоны с центральной длиной волны 1755 нм. Этот факт можно смело утверждать по наличию пиков Келли в оптических спектрах импульсов. Для полученного режима на 1755 нм ширина спектра не превышала 10 нм, что соответствует спектрально-ограниченной длительности в 1,74 пс. Однако после усиления длительность составила 2,76 пс и энергия 32,7 нДж.

Особый интерес вызывает работа [61], опубликованная совсем недавно, не только за счет генерации в интересующем диапазоне длин волн, но еще и благодаря реализованному методу. Авторами была продемонстрирована генерация чирпованных диссипативных солитонов с длиной волны 1746 нм. Это было реализовано в схеме без сохранения поляризации с синхронизацией мод за счет

эффекта НВП и суммарной нормальной дисперсией резонатора. Исследована длительность импульса после сжатия в зависимости от полной величины дисперсии, с наименьшим значением длительности 230 фс. Типичная же наблюдаемая длительность импульса составляла 3,9 пс и 370 фс до и после сжатия соответственно. Энергия генерируемого импульса не превосходила 0,2 нДж.

В случае тулий-гольмиевых импульсных волоконных лазеров стоит отметить работу группы Регины Гуменюк из университета Тампере [54]. Используя гибридную схему синхронизации НВП и сдвинутую по частоте обратную связь (frequency shifted feedback, FSF), авторы смогли получить стабильную импульсную генерацию с перестройкой от 1700-1800 нм. Сдвиг частоты производился за счет встроенного в лазер акусто-оптического модулятора. Суммарная дисперсия резонатора являлась аномальной, а наиболее короткие импульсы обладали длительностью 630 фс и шириной 5,6 нм. Частота повторения составляла 29,2 МГц и авторы также показали возможность достижения гармонической синхронизации при повышении накачки вплоть до 14-й гармоники – 409,4 МГц.

Помимо тулиевых световодов прямая генерация была продемонстрирована в световодах с висмутовыми активными центрами [55, 56, 62], разработанных Научным центром волоконной оптики им. Дианова РАН (ИЦВО РАН). Так, в работе [63] показана импульсная генерация в полностью волоконном резонаторе с NALM синхронизацией мод. Генерация производилась в режиме чирпованных диссипативных солитонов и были получены импульсы спектральной шириной порядка 20 нм и длительностью порядка 17,7 пс (произведение ширины спектра на длительность составило 6,9) на частоте повторения 3,57 МГц. С точки зрения энергетики выходная мощность из задающего генератора составила 0,3 мВт, что соответствует энергии импульса 870 пДж. В дополнение к задающему генератору было произведено усиление импульсов до энергии 5,7 нДж, при этом длительность составила 28,1 пс. Произведено сжатие в стандартном одномодовом волокне до длительности 630 фс.

Альтернативу прямым методам представляют косвенные способы полу-

чения импульсов с использованием нелинейных эффектов. В таких случаях импульс накачки, энергия которого посредством нелинейных параметрических (четырёхволновое смешение) или непараметрических (вынужденное комбинационное рассеяние) процессов либо преобразуется в импульс на новой длине волны, либо перераспределяется внутри самого импульса, эффективно сдвигая центральную длину волны, как это происходит при рамановском самосдвиге частоты.

Долгое время основным механизмом для получения импульсов в целевом спектральном диапазоне являлся рамановский самосдвиг частоты солитона (Raman self-frequency shift) [64], суть которого заключается в достижении порога ВКР и последующим перераспределении за счет него энергии внутри импульса, что и приводит к эффективному смещению его центральной длины волны. Одна из значимых работ была представлена на конференции CLEO [50]. Здесь была достигнута энергия порядка 7 нДж на длине волны до 1,8 мкм с использованием волокна с увеличенным диаметром моды (LMA) с эффективной площадью в 300 мкм<sup>2</sup>. Дальнейшее увеличение энергии при таком подходе возможно путём использования фотонно-кристаллических волокон (ФКВ) с ещё большим диаметром моды. На практике такие волокна уже называют стержнями и абсолютный максимум энергии, полученный с их применением, составляет 67 нДж [65]. Cadroas и коллеги позже показали возможность создания источника для трехфотонной микроскопии, получив генерацию на 1650 нм с энергией 8-9 нДж и длительностью порядка 70 фс [66]. Система состояла из задающего генератора, эрбиевого усилителя с увеличенным диаметром моды, а также волокна с высоким показателем ВКР усиления. Задающий генератор обеспечивал выходную мощность 10 мВт и длительностью 1 пс на длине волны 1565 нм. Аналогичная схема была реализована в работе [67], где за счет использования ФКВ была получена генерация фемтосекундных импульсов с возможностью перестройки в диапазоне 1700-2100 нм. Примечательным является то, что генерируемые импульсы являлись солитонами и длительность во всем диапазоне перестройки не

превышала 100 фс.

Еще одним интересным методом является использование волоконного оптического параметрического осциллятора [68]. В работе была продемонстрирована генерация сигнального и холостого импульсов в диапазоне 1,7 и 1,3 мкм с возможностью перестройки по центральной длине волны. Накачка производилась наносекундными импульсами, полученными модуляцией излучения непрерывного лазера. Эффективность такого преобразования составила от 10 до 20%, а качество импульсов оставляло желать лучшего. Существенный прогресс был достигнут в работе [69]. Авторы продемонстрировали генерацию импульсов на длине волны 1600 нм за счет синхронной накачки резонатора волоконного параметрического осциллятора. Накачка производилась импульсами с центральной длиной волны 1560 нм, частотой повторения 42 МГц и длительностью вблизи спектрально-ограниченного предела 400 фс. При накачке выше 65 мВт наблюдалась генерация импульса холостой волны с длительностью 3 пс. Форма наблюдаемого спектра была близка к прямоугольной, что соответствует импульсам, генерируемым в нормальной дисперсии. Наибольшая наблюдаемая мощность холостых импульсов наблюдалась при мощности накачки 175 мВт и составила 65 мВт. Было произведено сжатие импульсов холостой волны с помощью волокна SMF28 длиной 10 м до длительности  $\sim 180$  фс. Полностью волоконная система, основанная на параметрическом усилении ультракоротких импульсов, была продемонстрирована в 2020 году той же группой из университета Аризоны [5]. За счет мощного импульса накачки, а также предварительно полученной сигнальной волной, становится возможна генерация импульсного излучения на интересующей длине волны, которая будет в данном случае холостой. В итоге были получены импульсы с центральной длиной волны 1700 нм со средней мощностью 1,42 Вт и эффективностью преобразования 22%. Спектральная ширина холостых импульсов составила 32 нм, а длительность после сжатия 450 фс, что всего в 2,25 раза больше спектрально ограниченного предела (200 фс). Итоговая энергия импульсов составила  $\sim 40$  нДж.

Последним непрямым способом является генерация РДС, где ВКР обеспечивает эффективный контур усиления, а обратная связь и создание условий для генерации импульсов могут быть реализованы как внутри резонатора лазера накачки [43], так и при синхронной накачке внешнего резонатора [44]. Оба метода были реализованы в иттербиевых лазерах с использованием как стандартных германо- и фосфоросиликатных, так и фторидных световодов, в которых, за счет ВКР сдвига в 39 ТГц, стало возможным генерировать излучение вблизи 1,3 мкм. Этот метод казался перспективными и для использования в лазерах на основе эрбиевых активных световодов для получения фемтосекундных импульсов на стоксовой длине волны вблизи второго окна прозрачности воды [4]. В ходе настоящей работы, автором исследовались возможности для реализации обоих методов. За последние полгода появились работы, демонстрирующие принципиальную работу метода в эрбиевом диапазоне длин волн. Так, в работе [70] техника синхронной накачки применена для генерации импульсов вблизи длины волны 1,7 мкм. В качестве источников импульсов накачки используется импульс лазерного диода с длительностью 47 пс и мощностью до 6,7 Вт после многокаскадного волоконного усилителя. Внешний резонатор представлял из себя схему Фабри-Перо, образованную волоконными брэгговскими решетками. Наблюдалась генерация стоксовых импульсов с шириной спектра 0,96 нм и длительностью 17 пс и пиковой мощностью 1,9 Вт, что на сегодняшний день является наименьшей длительностью импульсов, генерируемых посредством ВКР.

Таким образом, генерация рамановских диссипативных солитонов видится достойной альтернативой традиционным методам сдвига несущей длины волны мощного фемтосекундного импульса и параметрической генерации. При этом генерация фемтосекундных импульсов в системах данного класса не была продемонстрирована.

## Используемые методы и подходы

### 2.1. Метод пространственного разделения физических процессов

В данной работе при построении задающего генератора использовался метод пространственного разделения физических процессов. Его особенность заключается в том, что насыщающееся поглощение на основе эффекта НВП происходит в относительно короткой части резонатора без сохранения поляризации, в то время как спектральная фильтрация, нелинейный и дисперсионный набег происходят в более длинной части резонатора с сохранением поляризации. Данный подход был разработан в лаборатории волоконной оптики Института автоматизации и электротехники СО РАН в 2010-х годах для генерации диссипативных солитонов в спектральной области иттербиевого диапазона (1 мкм). Именно использование данного метода позволило получить генерацию СЧДС с длительностью порядка 200 фс и энергией до 20 нДж [17]. Преимущество данного метода относительно стандартных схем лазеров с синхронизацией мод на основе эффекта НВП заключается в том, что такая схема более устойчива к воздействию внешней среды, за счет использования преимущественно волокон с сохранением поляризации. Развитие данного метода также впервые позволило получить генерацию двух отстроенных по центральной длине волны импульсов (СЧДС и стоксового РДС) из одного задающего генератора [43].

## 2.2. Спектральные фильтры

### 2.2.1. Спектральный волоконный фильтр Лио

Для генерации импульсов в резонаторе с нормальной дисперсией необходимо наличие спектрального фильтра, обеспечивающие не только спектральные потери, но и сужение импульса во времени за счет наличия частотной модуляции. В общем случае фильтр Лио (Lyot) представляет собой оптический прибор, обладающий периодической функцией пропускания от длины волны. В объемной оптике данный фильтр может быть реализован при помощи чередования поляризаторов и двулучепреломляющих пластин [71], позволяющих обеспечить сложный спектральный профиль. Простейший случай одного ввариваемого отрезка позволяет получить фильтр с синусоидальным спектром пропускания. При этом угол между осями поляризатора и пластины должен составлять  $45^\circ$  для обеспечения максимальной глубины модуляции (контраста). В волоконном варианте данное устройство может быть реализовано путем внесения вставки из волокна с сохранением поляризации (polarisation maintaining, PM), сваренной под углом  $45^\circ$  к основным осям резонатора, и элемента, чувствительного к поляризации [72]. Если исходная поляризация излучения линейна, то при создании фильтра можно ограничиться только одним выходным поляризатором. Оценка зависимости ширины спектрального фильтра  $\Delta\lambda$  от длины вставки  $L$  приведена в работе [72] и выражается формулой (2.1):

$$\Delta\lambda \cong \frac{\lambda^2}{L\Delta n} \quad (2.1)$$

где  $\lambda$  – длина волны падающего излучения,  $\Delta n$  – разница показателей преломления медленной и быстрой оси световода. Таким образом, изменяя длину PM вставки можно менять ширину спектрального фильтра, что и использовалось при оптимизации конфигурации резонатора (см. 3.1). Дополнительным способом коррекции профиля пропускания является изменение положения мак-

симумов путем изменения показателя преломления за счет термооптического эффекта в световоде, т.е. простым нагреванием вставки.

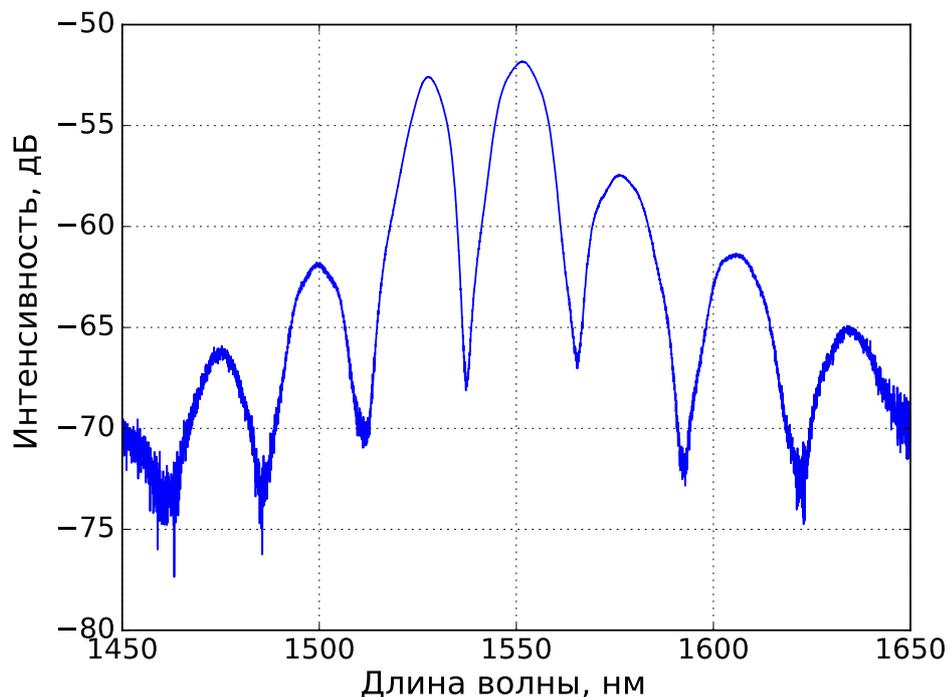


Рис. 2.1. Спектр пропускания волоконного фильтра Лию с шириной 28 нм в логарифмическом масштабе.

Пример спектра используемого фильтра представлен на рисунке 2.1. Положения минимумов и максимумов такого фильтра достаточно точно согласуются с теоретической функцией пропускания  $T = \cos^2(\Delta\phi/2)$ , где  $\Delta\phi = (2\pi/\lambda)L\Delta n$ , что также показано в работе [72], и подтверждается экспериментальными данными (рисунок 2.2). В данном случае важно совпадение минимумов, так как экспериментальный спектр фильтра искажается спектром люминесценции активного волокна. Хорошее совпадение функции пропускания с теоретической связано ещё и с тем, что в данном случае фильтр представлен только одной спектральной вставкой. Для создания фильтров Лию с более сложными спектрами пропускания используется суперпозиция двух и более вставок разной длины [71], что в нашем случае является избыточным.

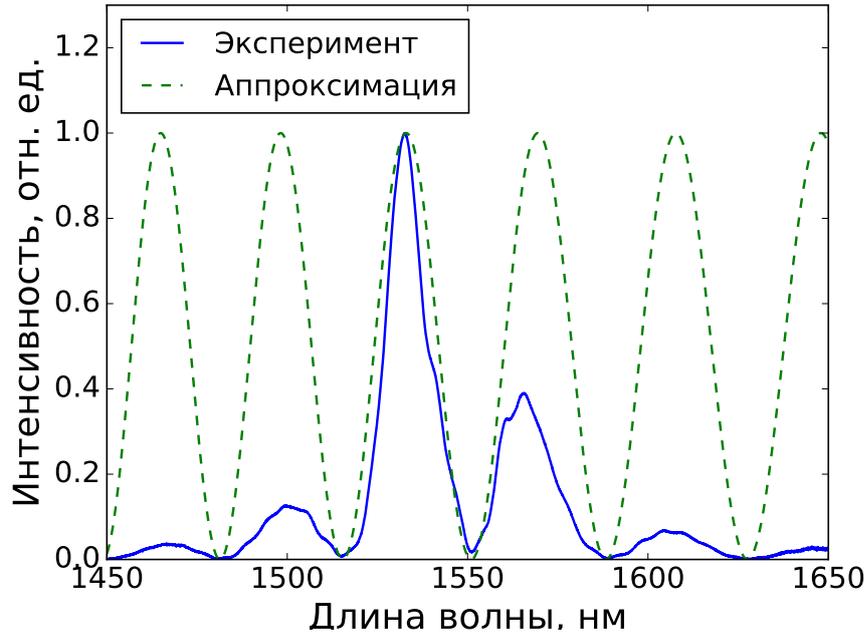


Рис. 2.2. Экспериментальный (сплошная синяя линия) спектр пропускания волоконного фильтра Лио и его аппроксимация функцией 2.1 (зеленая пунктирная линия)

### 2.2.2. Перестраиваемый фильтр на объемной решетке

Альтернативой фильтру Лио стало использование фильтра, состоящего из объемной дифракционной решетки и двойного волоконного коллиматора (рис. 2.3 слева), по аналогии с работой [73]. Именно такой фильтр и был использован в новом генераторе СЧДС. Излучение из резонатора выходило через коллиматор и падало на дифракционную решетку, установленную в конфигурации Литтрова, основная мощность отражается в направлении падающего пучка, после чего попадало в выходное волокно коллиматора. За счет дисперсии угла отражения от длины волны в выходное волокно коллиматора попадает только определенная часть падающего излучения и именно за счет этого и осуществлялась фильтрация. Пример формы пропускания и перестройки центральной длины волны в диапазоне от 1510–1580 нм показан на рис. 2.4. В данной работе использовалась решетка с плотностью штрихов  $300 \text{ мм}^{-1}$  (Thorlabs), что позволило получить спектральную ширину фильтра 13 нм. Перестройка длины волны осуществляется за счет подстройки угла коллиматора относительно нор-

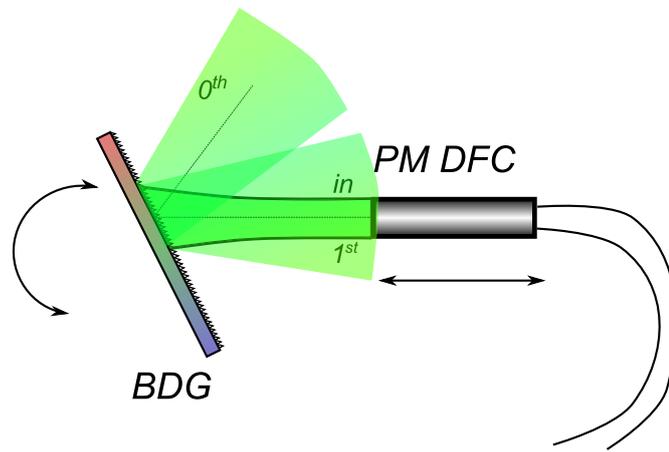


Рис. 2.3. Оптическая схема перестраиваемого фильтра на объемной дифракционной решетке. PM DFC – двойной волоконный коллиматор с сохранением поляризации, BDG – объемная дифракционная решетка.

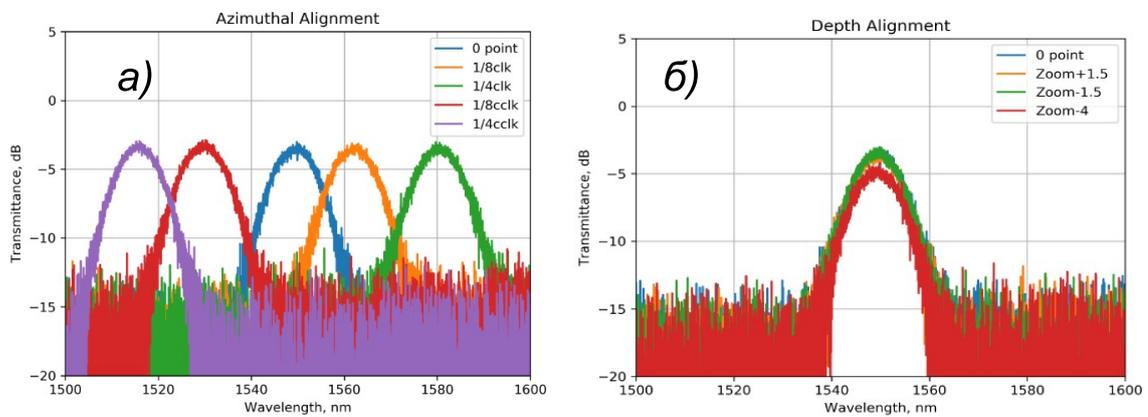


Рис. 2.4. Пример перестройки спектра фильтра на волоконной решетке: по центральной длине волны (а), по ширине спектра (б)

мали к решетке и может быть произведена непосредственно во время работы лазера без необходимости вносить изменения в волоконную часть оптической схемы. Изменение ширины спектра может быть получено за счет замены дифракционной решетки на другую с отличающимся числом штрихов.

### 2.3. Измерение параметров импульса

Важным этапом работы является определение параметров импульсов, дающие полную информацию о режиме, реализующемся в исследуемой конфигурации лазера. Такими измерениями являлись: осциллограмма, радиочастотный спектр, оптический спектр, интерференционная автокорреляционная функция (АКФ), след частотно разрешенного оптического стробирования (FROG) и средняя мощность излучения на выходе.

Для получения осциллограммы и радиочастотного спектра необходимо было преобразовать оптический сигнал в аналоговый для чего использовался полупроводниковый фотоприемник на InGaAs с волоконным входом и полосой частот до 1 ГГц.

Измерение осциллограммы использовалось при настройке режима в лазере и позволяло выявить является ли режим импульсным, а также сколько импульсов одновременно существует в резонаторе. Это было важно, так как в данной работе мы стремились к получению именно режима, содержащего один импульс (См. Гл. 3). Однако стоит отметить, что не всегда возможно достоверно сделать вывод о единственности импульса в резонаторе за счет осциллограммы, т.к. несколько близко расположенных импульсов ( $\sim$  пс) будут регистрироваться как один. Для однозначного ответа на присутствие одного импульса необходимо дополнительно использовать более точные методы диагностики, например FROG. Для регистрации аналогового сигнала с фотоприемника использовался двухканальный цифровой осциллограф LeCroy WavePro 725Zi-A с полосой входного тракта 2 ГГц, и двумя вариантами внутренней нагрузки ( $50\Omega$  и  $1M\Omega$ ), подробнее с характеристиками данного устройства можно ознакомиться в таблице 2.1.

Измерение радиочастотного спектра сигнала необходимо для оценки качества синхронизации мод, выражающегося в стабильности временной последовательности цуга импульсов и уровне паразитных модуляций. Спектр записы-

Таблица 2.1. *Технические характеристики цифрового осциллографа LeCroy WavePro 725Zi-A*

<b>Характеристика</b>	<b>Значение</b>
Диапазон частот, ГГц	2, 5
Число каналов	4
Частота взятия отсчетов, Гс/с	10
Вертикальная чувствительность	от 2 мВ до 10 В
Вертикальная точность	$\pm 1 - 1,5\%$
Ширина временной развертки	от 20 пс до 2000 с/дел
Точность временной развертки	1ppm
Входное сопротивление	$50\Omega$ ; $1M\Omega \parallel 16$ пФ

вался с использованием анализатора сигнала Agilent N9020A-W7X. Подробные характеристики представлены в таблице 2.2. По контрастности радиочастотного спектра можно определить отношение сигнала к шуму (signal-to-noise ratio, SNR). Радиочастотный спектр записывался в различных диапазонах. Измерение в узком диапазоне производится на фундаментальной частоте (основной частоте) повторения с шириной интервала 1 кГц и разрешением 1 Гц для анализа основной гармоники и присутствие паразитных импульсов. Спектр, измеренный в широком диапазоне частот от 9 кГц до 1 ГГц, позволяет оценить общий уровень шумов.

Таблица 2.2. *Технические характеристики радиочастотного анализатора спектра Agilent N9020A-W7X*

<b>Характеристика</b>	<b>Значение</b>
Минимальная частота, Гц	10
Максимальная частота, ГГц	3, 6
Полоса анализа, МГц	25
Погрешность амплитуды, дБ	0, 23 (до частоты 3,6 ГГц)
Полоса частот реального времени, МГц	85

Не менее важным параметром является оптический спектр сигнала. По его форме мы можем определить, что генерируемые импульсы являются сильночир-

пованными диссипативными солитонами. Это можно понять по резким краям импульса при построении спектра в логарифмическом масштабе. Измерение оптического спектра сигнала производилось при помощи оптического анализатора спектра Yokogawa AQ6370. Данный прибор позволяет проводить измерения спектров излучения в диапазоне от 600-1700 нм. В основе принципа действия лежит разделение спектральных компонент при помощи объемной дифракционной решетки с последующим измерением интенсивности излучения детектором. Детальные характеристики приведены в таблице 2.3).

Таблица 2.3. *Технические характеристики оптического анализатора спектра Yokogawa AQ6370*

Характеристика	Значение
Измеряемый диапазон частот, нм	600 – 1700
Интервал измерения, нм	0,5 может быть 0
Точность длины волны, нм	0,02 (1520-1580 нм)
Количество измеряемых точек	0,23 от 101 до 50001
Разрешение по длине волны, нм	0,02; 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 2,0;
Точность разрешения	5% (1450-1620нм, при >0,1нм)

Для измерения длительности выходное излучение коллимировалось, и при помощи двух зеркал заводилось в сканирующий автокоррелятор (Avesta, AA-20 DD), с помощью которого измерялась интерференционная АКФ. Знание именно данного типа АКФ импульса позволяет не только оценить длительность, но и так же наличие чирпа (рисунок 2.5). Можно заметить, что спектрально-ограниченный и чирпованный импульсы одинаковой ширины обладают равной АКФ по интенсивности, что является следствием учета только амплитуды сигнала при получении данного вида АКФ. Интерференционная АКФ для упомянутой пары импульсов (последний ряд на рисунке 2.5) имеет различия. Существенным является наличие пьедестала для сигнала с чирпом. Поэтому для измерения длительности и наличия чирпа использовалась интерференционная АКФ. Автокоррелятор основан на интерферометре Майкельсона с переменной длиной

одного из плеч. После объединения излучения из обоих плеч, оно заводится в фотодиодный приемник, где регистрируется фототок двухфотонного поглощения. Технические характеристики представлены в таблице 2.4

Таблица 2.4. *Технические характеристики сканирующего автокоррелятора Avesta AA-20DD*

<b>Характеристика</b>	<b>Значение</b>
Диапазон длин волн, нм	1300 – 2000
Длительность импульса, фс	20 – 30000
Входная частота повторения, кГц	> 10
Входная поляризация	Линейная горизонтальная
Частота сканирования, Гц	0, 1 – 20
Коллинеарная автокорреляция	присутствует
Чувствительность, мВт <sup>2</sup>	100

При определении длительности импульса по длительности интерференционной АКФ имеется неопределенность, связанная со значением коэффициента пропорциональности  $k$ , который определяется формой импульса. Так, для гауссовой формы импульса значение  $k = \sqrt{2} \approx 1,41$ , в то время если описывать форму огибающей функцией  $I(t) \sim \text{sech}^2(t)$   $k = 1,53$ . На самом же деле временная огибающая может не совпадать ни с одним из этих приближений. Во всей работе при оценке длительности по измеренным интерференционным АКФ предполагается, что огибающая описывается функцией Гауса.

Как было описано выше FROG дает возможность определения количества импульсов в режиме, а также определение наличия чирпа. Метод был разработан Риком Требино из университета Джорджии [74]. Суть метода схожа с автокорреляционным, а именно в объединении импульсов в нелинейной среде, однако в данном случае используется кросс-корреляция поступающих импульсов  $I_{SHG\ FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t - \tau) \exp^{-i\omega t} dt \right|^2$  и другой метод детектирования: не фотодетектором, а спектрометром, что позволяет получить развертку по длине волны. Мы использовали FROG сканер Mesa Photonics, в котором нелинейность создавалась за счет генерации второй гармоники поступающего

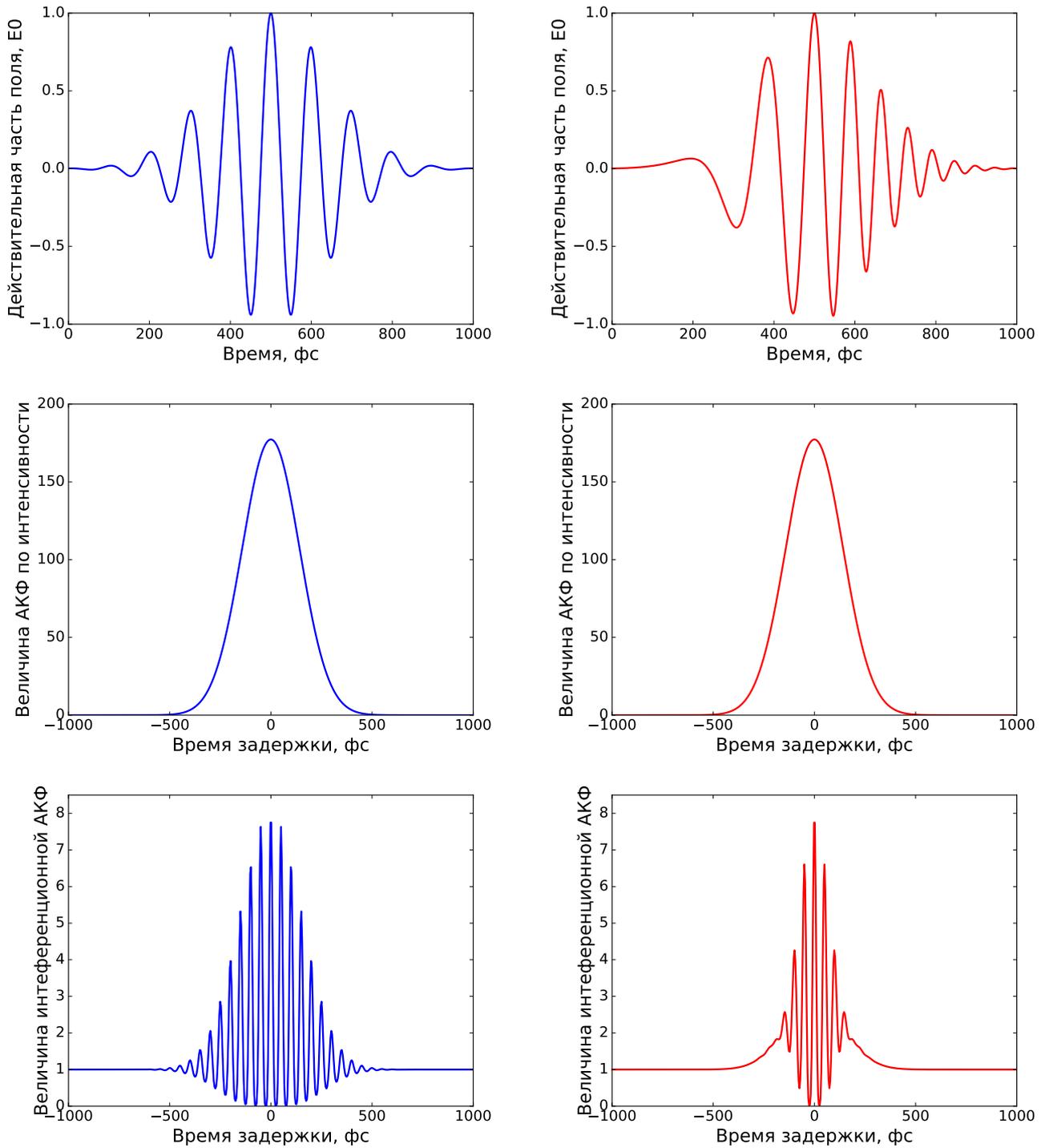


Рис. 2.5. Сравнение действительной части поля, АКФ по интенсивности и интерференционной АКФ для спектрально-ограниченного импульса (синий) и chirпованного импульса (красный). При построении форма импульса считалась гауссовой.

излучения в кристалле.

## 2.4. Сжатие импульса

Под компрессией (сжатием) chirпованного импульса подразумевается уменьшение длительности импульса за счет снижения значения его chirпа (линейной частотной модуляции). Импульсы с нулевым значением chirпа называются спектрально-ограниченными. Для этого импульс пропускают через среду с дисперсией, суммарное значение которой пропорционально значению chirпа импульса и обратно по знаку.

Существуют различные варианты сжатия chirпованных импульсов:

1. пара призм,
2. пара объемных диффракционных решеток,
3. chirпованное зеркало,
4. chirпованная брэгговская решетка (объемная или волоконная),
5. оптическое волокно.

Использование методов 1-3, а также объемного варианта метода 4 требует использования объемной оптики, что для нашей работы нежелательно, поскольку главной целью является сконструировать полностью волоконный лазер с возможностью его дальнейшего использования в волоконных схемах. Использование chirпованных волоконных брэгговских решеток сопряжено с трудностью их изготовления, а так же отсутствием возможности перестройки в широком диапазоне. В данной работе суммарная дисперсия резонатора нормальная, следовательно, генерируемые СЧДС будут обладать положительным chirпом. Это позволит производить их сжатие в отрезке стандартного волокна, обладающего в области 1,55 мкм аномальной (отрицательной в терминах  $\beta_2$ ) дисперсией. Сжатие в оптическом волокне позволяет легко перестроить и подобрать конфигурацию компрессора. Именно поэтому в данной работе был выбран метод сжатия в волокне.

В работе для сжатия использовался волоконный компрессор, состоящий из волокна PM1550-XP. Используемое волокно обладает аномальной дисперсией в районе 1,55 мкм ( $\beta_2 = -22,07$  пс<sup>2</sup>/км, таб. 3.1), что необходимо для сжатия импульсов, обладающих нормальным (положительным) чирпом. Первоначальная длина компрессора составляла 5 м и изменялась до тех пор, пока длительность, определяемая по интерференционной АКФ сжатого импульса не стала увеличиваться. Таким образом, можно утверждать, что линейный чирп импульса был скомпенсирован.

## 2.5. Техника усиления чирпованных импульсов

Одной из самых распространенных техник по усилению фемтосекундных импульсов является техника УЧИ (chirped pulse amplification, CPA). Данная техника была впервые предложена в 1985 году Жерардом Муром и Донной Стрикланд [75, 76], за что в 2018 году были удостоены Нобелевской премии по физике.

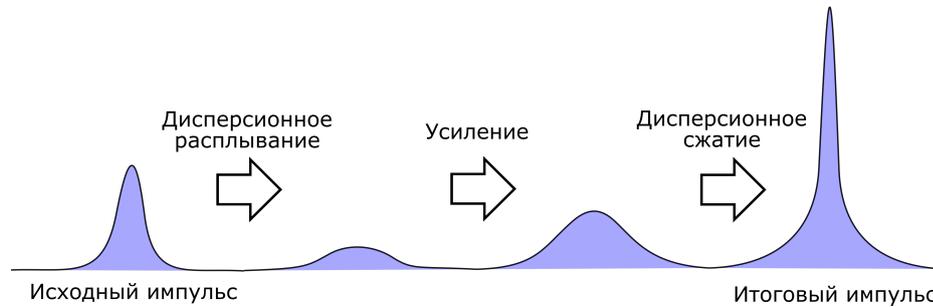


Рис. 2.6. Эволюция огибающей импульса при усилении по методу УЧИ

Основная идея данного метода заключается в предварительном растяжении (чирповании) с целью снижения пиковой мощности усиливаемого импульса посредством распространения через среду с дисперсией (рис. 2.6). После прохождения растяжителя импульс усиливается и в последствии сжимается до исходной длительности, или близкой к таковой, одним из описанных ранее методов. Такой метод позволяет существенно увеличить энергию импульса с мини-

малыми нелинейными искажениями и повреждениями активной среды.

## 2.6. Оптимизация сварки используемых волокон

При сборке волоконных схем необходимой процедурой является соединение двух различных волокон для передачи излучения между ними. Существует несколько способов соединения, однако наименьшими потерями обладает дуговое сваривание волокон [77]. В области 1,55 мкм процессу сварки следует уделить особое внимание.

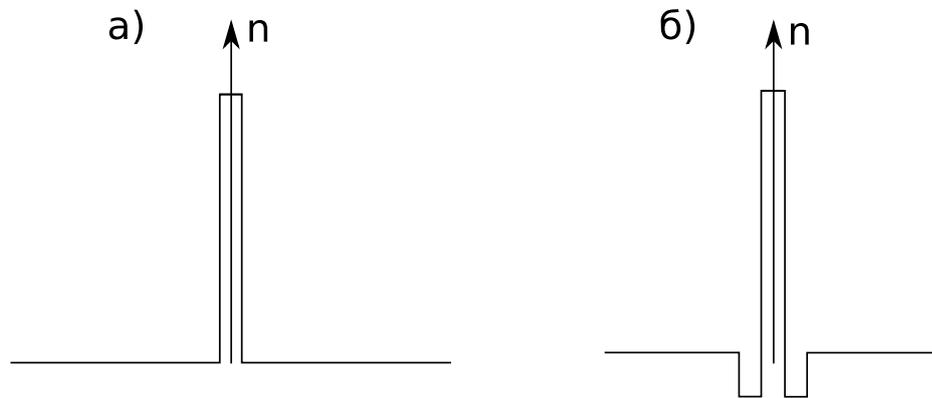


Рис. 2.7. Профиль показателя преломления стандартного одномодового волокна (а) и DCF (б)

Известно, что дисперсия волоконного световода состоит из двух составляющих: материальной и волноводной дисперсии [78]. Дисперсия кварцевого стекла в области 1,55 мкм является аномальной, поэтому для создания волокон с нормальной дисперсией основную роль играет структура профиля показателя преломления световода. Кроме того, для изменения показателя преломления при изготовлении волокна добавляют различные элементы [78]. На рисунке 2.7 показано сравнение структур показателя преломления в стандартном одномодовом волокне и в волокне для компенсации дисперсии (dispersion compensated fiber, DCF). Данное сравнение приведено в самом простом случае, когда в структуре световода появляется одна дополнительная оболочка с показателем преломления ниже, чем у внешней, хотя в определенных случаях структура световода изготавливается более сложной [79].

Существуют работы, в которых показано, что сварка между одномодовым волокном и DCF обладает высокими потерями [80]. Высокий уровень потерь связан со сложной структурой показателя преломления DCF, а также с рассогласованием диаметров моды в свариваемых волокнах. Данные потери можно обнаружить при осмотре резонатора в режиме генерации по характерному свечению места сварки.

В ходе работы были измерены зависимости потери на сварках между активным волокном PM-ESF 7/125, DCF-38 и SMF-28, а также произведен подбор режимов сварки для уменьшения потерь на участке резонатора. Все сварки производились при помощи сварочного аппарата Fujikura FSM-45PM, позволяющим сваривать PM волокна, для чего требуется точное выставление волокон по углу. Также данное устройство имеет встроенные программы для оптимальной сварки некоторых типов стандартных волокон.

В работе [81] показан способ уменьшения потерь мощности на сварке между стандартным SMF и DCF при помощи введения промежуточного волокна, обладающего переходными структурами показателя преломления и диаметром моды. В качестве промежуточного волокна было использовано волокно Nufern 1060-XP. Параметры, характеризующие геометрию, используемых волокон приведены в таблице 2.5 и получены из официальных спецификаций производителя.

Таблица 2.5. Параметры волокон, используемых при построении резонатора (параметры приведены в мкм)

Название	Ø сердцевины	Ø оболочки	Ø моды
PM-ESF 7/125	7,0	$125,0 \pm 1,5$	$8,8 \pm 1,0$
DCF-38	$\gtrsim 3,0$	$125,0 \pm 1,0$	5,2..6,3
SMF-28	8,2	$125,0 \pm 0,7$	$10,4 \pm 0,5$
1060-XP	5,8	$125,0 \pm 0,5$	$9,5 \pm 0,5$

Оценка сварки производилась путем измерения прошедшего излучения ак-

тивного волокна сквозь волоконную структуру. Такое измерение проводилось в зависимости от тока, подаваемого на лазерный диод накачки. В начале было необходимо согласовать активное волокно и DCF с использованием волокна 1060-XP. Сварка с активным волокном производилась по установленной внутренней программе (длительность 2800 мс), в то время как сварка с DCF производилась в два этапа:

1. Первоначальная короткая - 250 мс
2. Повторная более длительная - 800 мс

Дальнейшая работа была необходима для оптимального соединения DCF и SMF. В данном случае решением также было использование вставки из промежуточного волокна. Была измерена зависимость пропускания сварки от тока накачки. За опорный сигнал было принято излучение, полученное напрямую из DCF. Было приварено SMF-28 стандартной длительностью сварки - 2000 мс. Потери на такой сварке варьируются от -0,6 до -0,2 дБ. Эта конфигурация была разорвана и в разрыв была введена ставка из волокна 1060-XP. Сварка с DCF производилась по схеме, описанной выше, в то время как условия сварки с SMF-28 варьировались. Было опробовано 4 схемы данной сварки:

1. Две коротких сварки по 250 мс
2. Короткая и длинная сварка: 250 мс и 800 мс
3. Стандартная сварка – 2000 мс
4. Удлиненная сварка – 2800 мс

В результате, вставка промежуточного волокна позволяет снизить потери при соединении SMF и DCF в среднем на 0,2 дБ на сварку, что примерно совпадало с референтным значением. Однако результаты показывают, что параметры сварки «1060-XP – SMF» не оказывает существенного влияния на пропускание.

Поэтому для упрощения процедуры в дальнейшем использовалась стандартная сварка.

## 2.7. Численное моделирование

В ходе данной работы проводилось численное моделирование процессов генерации импульсов задающего генератора, а также процесса усиления. Для моделирования использовалась модель нелинейного уравнения Шрёдингера с учетом эффекта вынужденного комбинационного рассеяния:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \dots + i\gamma \left( A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right) \quad (2.2)$$

$A(z, t)$  – комплексная амплитуда электрического поля,  $z$  – направление распространения,  $\beta_2$  и  $\beta_3$  – параметры дисперсии второго и третьего порядка,  $\gamma$  – параметр Керровской нелинейности,  $R(t)$  – функция отклика среды  $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ , включающая в себя мгновенный электронный и запаздывающий вклад.  $f_R$  – величина частичного вклада рамановского отклика в нелинейную волну поляризации среды, которая в кварцевых световодах составляет 0,18 [78]. Функция  $h_R(t)$  описывает рамановский отклик колебаний молекул стекла, возбуждаемых полем  $A$ . Данное уравнение при моделировании решалось методом расщепления по физическим процессам с использованием адаптивного шага методом Рунге-Кутты 4-го порядка.

## Глава 3

# Эксперимент

Данная глава посвящена работам по созданию волоконного лазера для генерации диссипативных солитонов вблизи 1550 нм. Экспериментальная работа проводилась в нескольких направлениях: создание и оптимизация задающего генератора с целью получения высокоэнергетических импульсов СЧДС или СУД; усиление полученных импульсов; генерация РДС во внешнем резонаторе. В качестве задающего генератора используется волоконный лазер с гибридным резонатором, где пространственно разделены эффекты синхронизации мод и формирования диссипативного солитона, в схеме, аналогичной [82].

### 3.1. Задающий генератор

В качестве задающего генератора был собран эрбиевый лазер с кольцевым резонатором, состоящим из двух функциональных частей: одна без сохранения поляризации, в которой происходила синхронизация мод за счет эффекта НВП, вторая же часть состоит из волокон с сохранением состояния поляризации, и в ней происходит основная эволюция импульса. Как уже обсуждалось ранее, для достижения генерации режима диссипативных солитонов полная дисперсия резонатора обязательно должна быть нормальной, что требует использования специальных волокон со смещенной дисперсией (dispersion shifted fiber, DSF) или DCF. В нашем случае использовалось волокно с компенсированной дисперсией DCF-38 (Thorlabs Inc.), обладающее высокой нормальной дисперсией  $\beta_2 = 48 \text{ пс}^2/\text{км}$  на длине волны 1550 нм. В качестве спектрального фильтра использовался волоконный фильтр Лио, описанный в разделе 2.2. Дисперсии всех используемых волокон сведены в таблице 3.1. В качестве активного использовалось волокно PM-ESF 7/125 (Nufern), либо же его аналог без сохранения поляризации SM-ESF 7/125.

Таблица 3.1. Марки и дисперсия волокон, используемых при сборке резонатора

Название	Дисперсия, $\beta_2$ [ $ps^2/km$ ]
PM-ESF 7/125	-19,12
DCF-38	47,4
SMF-28	-22,39
1060-XP	-10,3
PM1550XP	-22,07

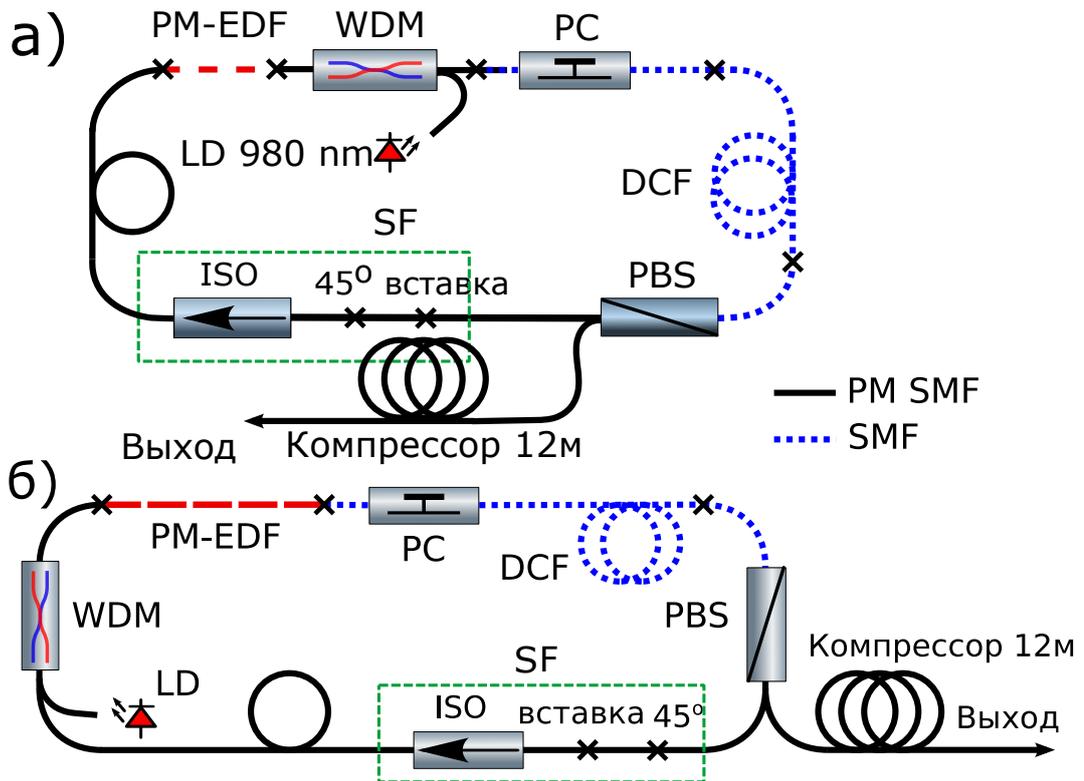


Рис. 3.1. Схемы альтернативных вариантов расположения элементов накачки: а - с противоположно направленной накачкой; б - с сонаправленной накачкой. WDM - спектрально-селективный ответвитель; PC - контроллер поляризации; EDF - волокно, легированное эрбием; PBS - поляризационный делитель пучка; SF - поляризационный спектральный фильтр; ISO - изолятор; LD - лазерный диод

Были опробованы различные конфигурации элементов и схемы накачки: с сонаправленной и встречной накачкой (Рис. 3.1 а). Кроме того рассматривался вариант использования активного волокна без сохранения поляризации, помещенного в секцию НВП. В последней конфигурации ожидалось, что синхронизация мод будет более устойчива за счет меньшей мощности излучения,

т.к. активное волокно было помещено непосредственно перед поляризационным делителем. Однако, на практике наблюдалось ухудшение стабильности синхронизации за счет перекручивания поляризации вследствие увеличения длины данной секции резонатора.

В дальнейшем встала задача по оптимизации резонатора в терминах длины и ширины спектрального фильтра, а также длины секции синхронизации мод с целью получения стабильного одноимпульсного режима генерации. При этом мощность диода накачки и контроллера поляризации подстраивались до получения стабильного цуга импульсов. Результаты данной оптимизации представлены в плоскости параметров «длина DCF – ширина спектрального фильтра» и были опубликованы в работе [83]. Рассматривались следующие факторы:

- Ширина спектра – определяет минимальную длительность импульса после сжатия
- Стабильность режима – важна для длительной работы с источником
- Уровень энергии импульса на выходе лазера
- Наличие только одного импульса в резонаторе

Сравнение выходных спектров, полученных в резонаторах с различными комбинациями варьируемых параметров выявило следующие закономерности. Группами «1» и «2» на рисунке 3.2 обозначены сравнения режимов с различными длинами DCF, при фиксированной ширине фильтра. При таком изменении ширина выходного спектра увеличивается, при уменьшении длины DCF. Также из сравнения спектров обеих конфигураций при длине DCF 9 метров (рис. 3.3) можно сделать вывод, что при более широком фильтре возможна генерация широких импульсов без искажений формы спектра по причине избыточной фильтрации. Данное утверждение подтверждает рисунок 3.4 (группа «3» рис. 3.2), где представлены режимы с наиболее широким фильтром для фиксированной длины волокна.

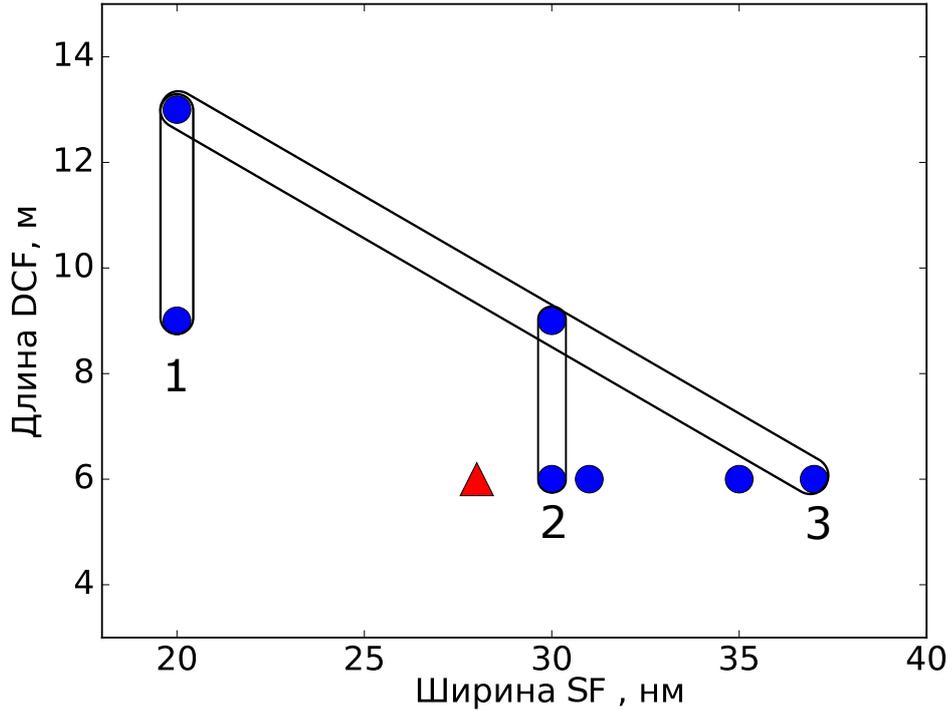


Рис. 3.2. Плоскость параметров лазера «длина DCF - ширина спектрального фильтра»

Однако, помимо ширины спектра более важным являлась стабильность и наличие только одного импульса в резонаторе. Из всех полученных режимов выбран режим, отмеченный на рисунке 3.2 красным треугольником. Суммарная дисперсия в этом режиме оценивается в  $\sim 0.17$  пс<sup>2</sup>. Длина DCF составила 6 м, а ширина фильтра 28 нм.

Выбранный режим был охарактеризован в терминах оптического спектра, длительности и радиочастотного спектра режима. Оптический спектр обладает резкими краями, наблюдаемых как в логарифмическом так и линейном масштабах, что позволяет выдвинуть гипотезу о принадлежности данных импульсов к СЧДС. Полная ширина на половине высоты составила 34 нм. Важно отметить, что выходной спектр обладает глубокими провалами (до 90% амплитуды). В виду данной структуры импульса интерферометрическая АКФ обладает значительными всплесками.

Интерференционная АКФ несжатого импульса приведена на рисунке 3.7. Длительность несжатого импульса составляла 6 пс. Можно оценить параметр

чирпа из соотношения, описанного в [84], измерив ширину спектра импульса (рис. 3.5). В результате получим параметр чирпа  $f \sim 40$ , который согласуется с параметром сжатия, полученным напрямую из отношения длительности chirпованного и сжатого импульса. Из этого следует, что наш импульс действительно

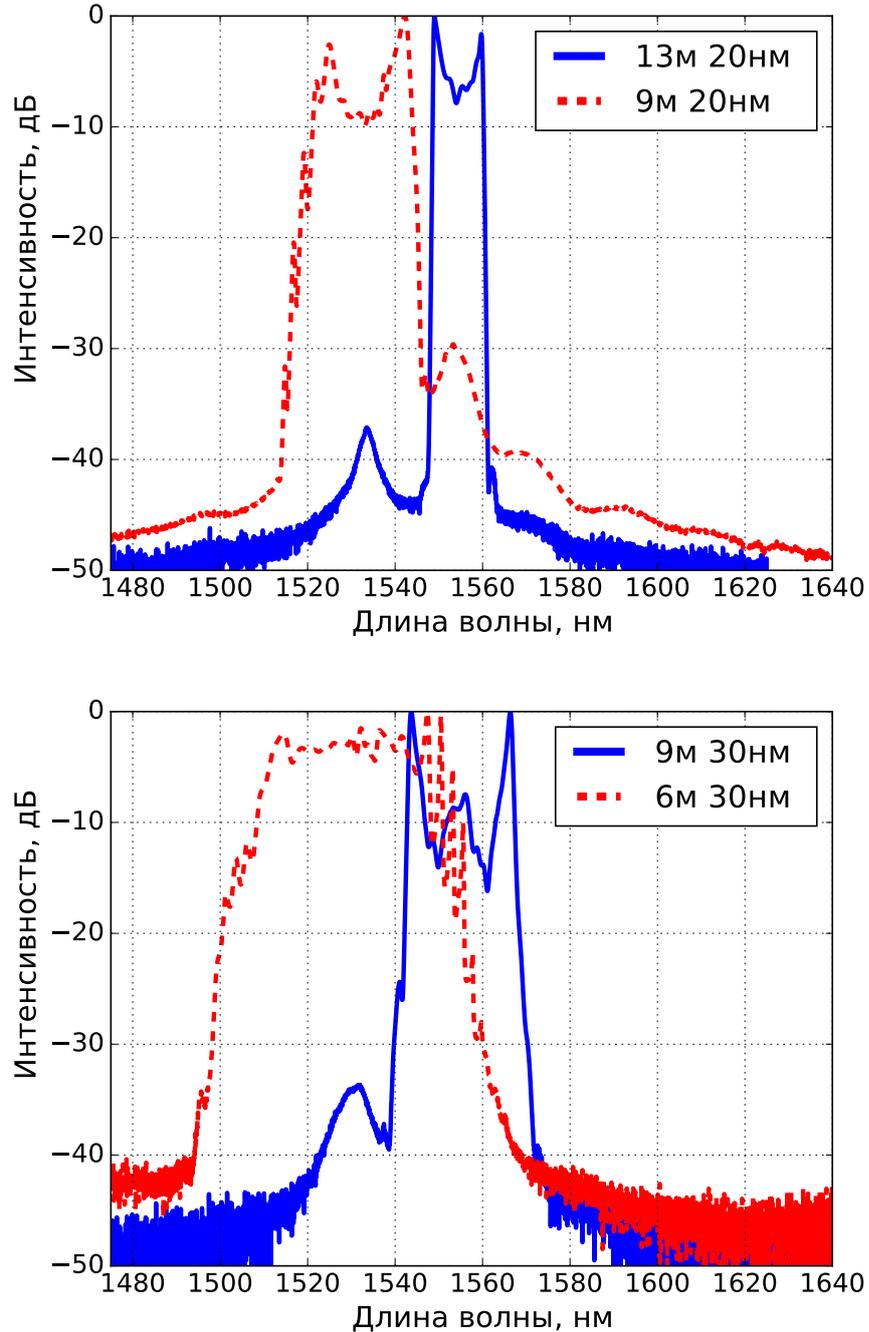


Рис. 3.3. Сравнение выходных спектров в различных конфигурациях с одинаковыми фильтрами: 20 нм - сверху, 30 нм - снизу.

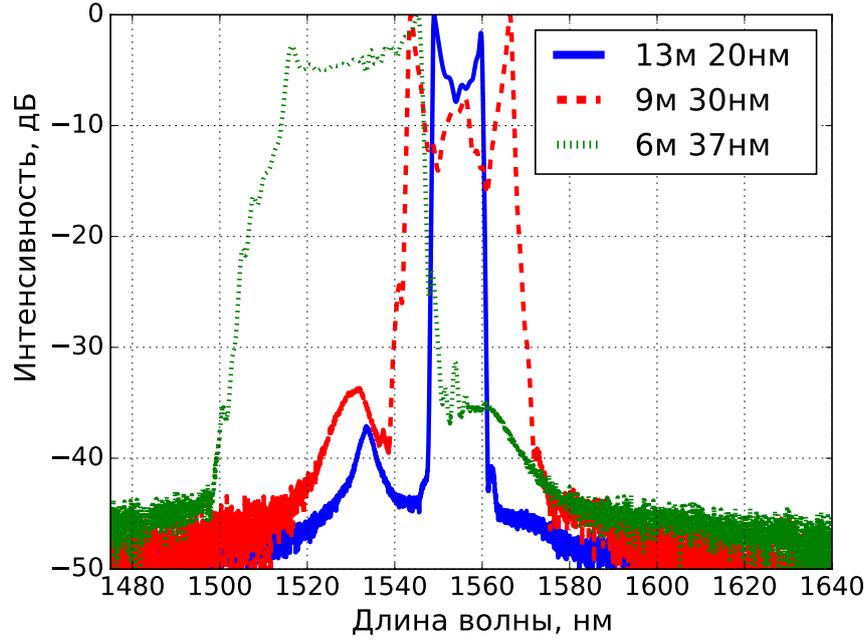


Рис. 3.4. Сопоставление оптических спектров с максимально широким фильтром, полученных в эксперименте режимов

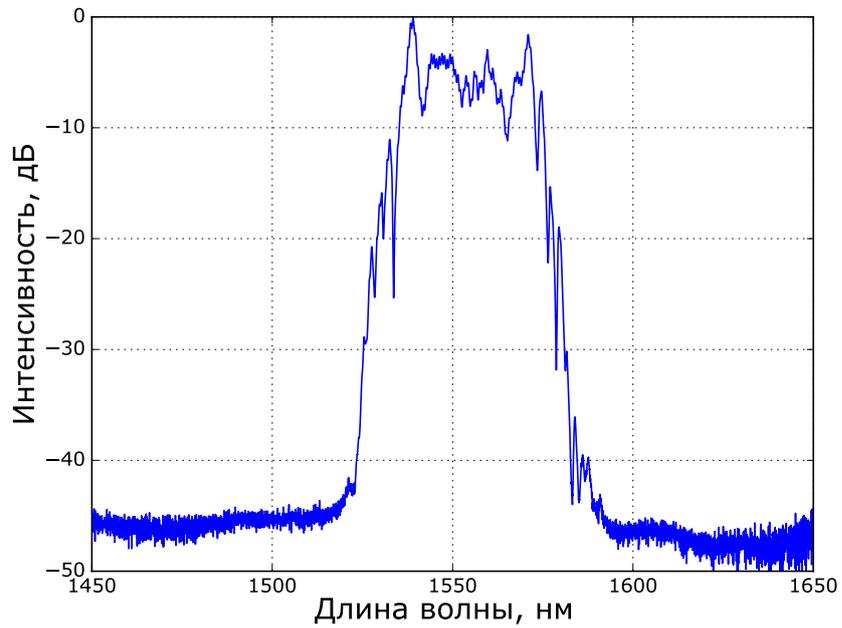


Рис. 3.5. Оптический спектр получаемых импульсов в выбранной конфигурации (красный треугольник на рис 3.2)

является сильночирпованным т.к. у такого импульса  $f \gg 10$ .

Далее импульс сжимался в волоконном компрессоре, состоящем из 12 м стандартного оптического волокна с сохранением поляризации, обладающего

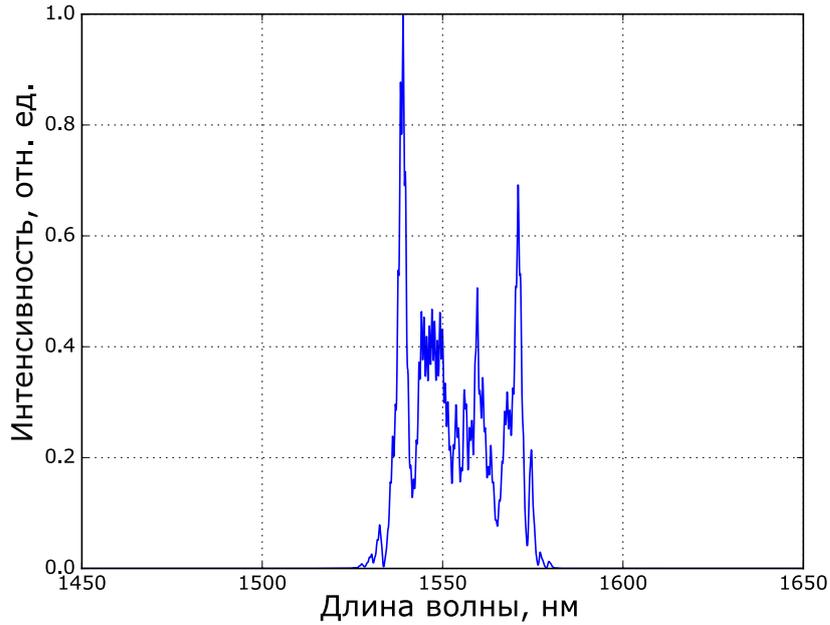


Рис. 3.6. Спектр выходного импульса в линейном масштабе

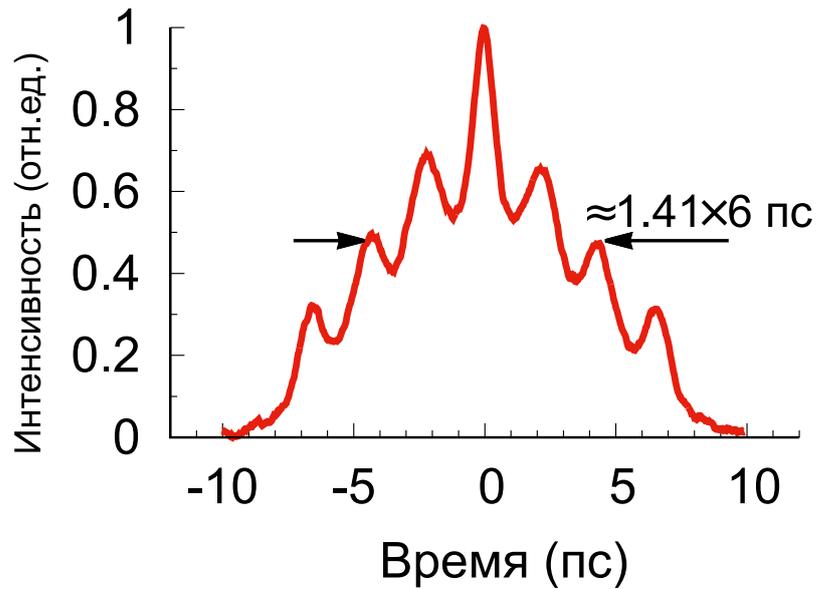


Рис. 3.7. Интерференционная автокорреляционная функция сжатого импульса

аномальной дисперсией. После сжатия длительность составляла 165 фс (рис. 3.8). Паразитная подложка у импульса незначительна, а значит можно сделать вывод, что большая часть энергии находится в самом импульсе. Исходя из измерений длительности можно оценить коэффициент сжатия по формуле (3.1), где  $T_{ch}$  - длительность chirпованного импульса,  $T_{dech}$  - длительность сжатого импульса:

$$\frac{T_{ch}}{T_{dech}} \sim 40 \quad (3.1)$$

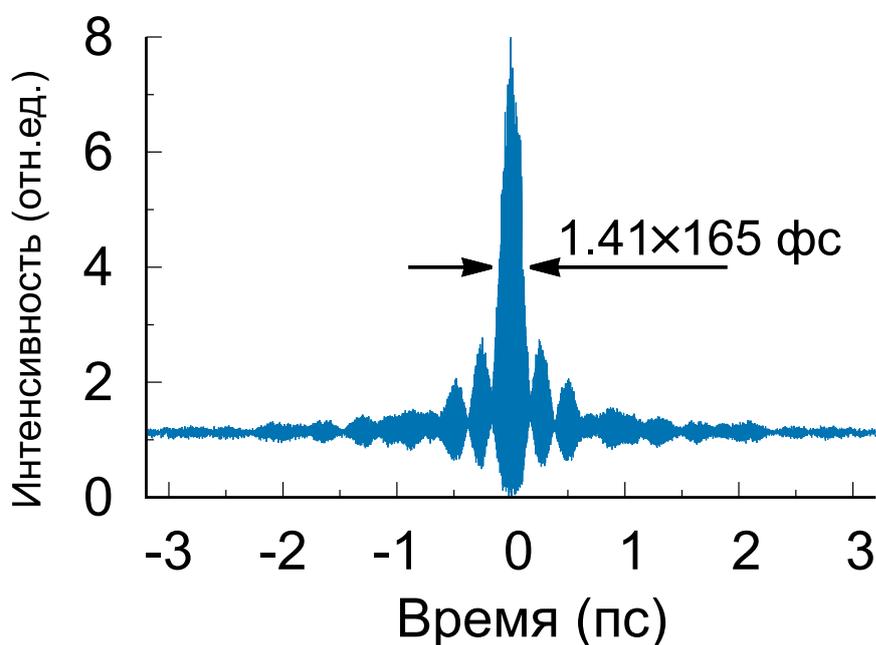


Рис. 3.8. Интерферометрическая АКФ импульса после сжатия в волоконном компрессоре

Энергия импульса оценивается в 0,93 нДж. Оценка производится делением средней мощности выходного излучения 16,1 мВт, на частоту повторения 17,3 МГц. Полученные результаты более чем в 4 раза выше, чем результаты, приведенные в [85]. Однако стоит отметить, что энергия была недостаточной для генерации импульса ВКР. Следовательно, встала задача увеличения энергии генерируемых импульсов.

Существует несколько потенциальных возможностей для увеличения энергии импульса в резонаторе: за счет увеличения мощности накачки, диаметра моды или длины резонатора. Первая, наиболее очевидная опция, не могла быть реализована из-за явления чрезмерного поворота эллипса поляризации при синхронизации мод за счёт эффекта НВП, приводящего к распаду одноимпульсного режима в многоимпульсный, что ранее было продемонстрировано автором в [86]. Увеличение же диаметра моды требует сборки новой лазерной схемы с использованием другой элементной базы и волокон [15]. В итоге наиболее простым в реализации способом увеличения энергии импульса представляется удли-

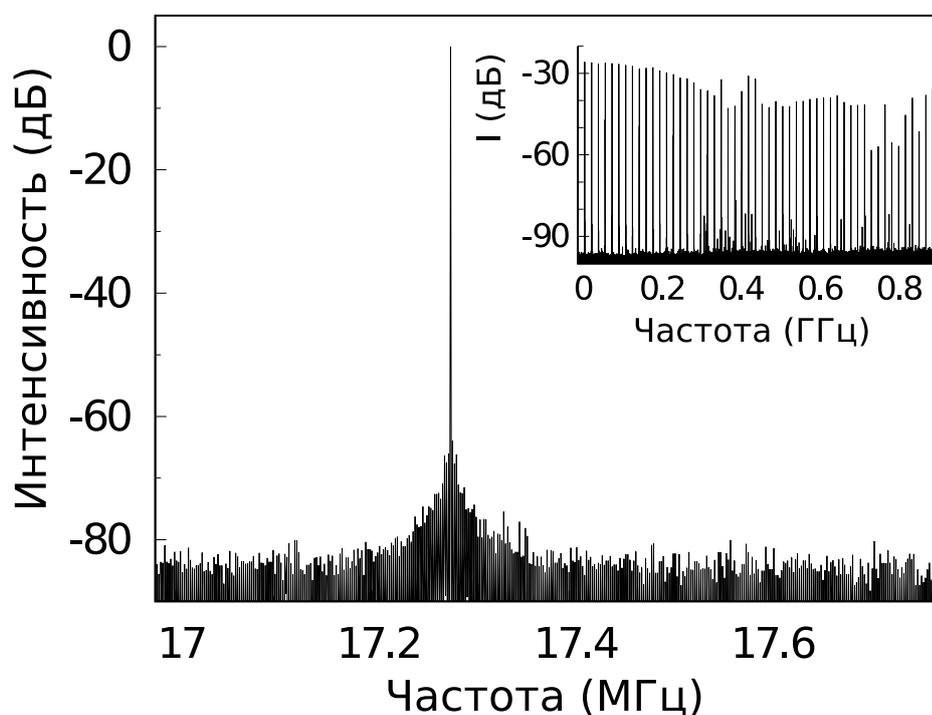


Рис. 3.9. Радиочастотный спектр режима на фундаментальной частоте 17,3 МГц и широкий радиочастотный спектр режима (вставка)

нение резонатора. Физически, данный способ обусловлен увеличением энергии импульса за счет большего числа продольных мод резонатора (ведь при удлинении резонатора уменьшается спектральное расстояние между его продольными модами), входящих в импульс. При рассмотрении во временной области данный эффект объясняется тем фактом, что при сохранении той же средней мощности и понижении частоты повторения на один импульс приходится больше энергии накачки.

### 3.2. Удлинение резонатора

Если рассматривать генерацию СЧДС с центральной длиной волны 1,55 мкм, то важно отметить трудности, связанные с требованием большой нормальной суммарной дисперсии групповых скоростей в резонаторе. Большинство волокон и элементов, производимых для работы в данном волновом диапазоне, обладают аномальной дисперсией, а волокна с нормальной дисперсией не так широко распространены. Для удлинения резонатора, без влияния на синхро-

низацию мод, необходимым было наличие волокна с нормальной дисперсией и сохранением поляризации. В качестве такого световода использовалось волокно PM Raman Fiber (OFS Inc.) с сохранением поляризации и дисперсией  $\beta_2 = 26 \text{ пс}^2/\text{км}$  на длине волны 1550 нм. Дополнительными особенностями данного волокна является достаточно маленькая площадь моды  $18,7 \pm 1,5 \text{ мкм}^2$  и большой коэффициент ВКР усиления  $2,5 \text{ (Вт*км)}^{-1}$ . В резонатор было добавлено пятьдесят метров данного волокна.

Помимо удлинения резонатора также рассматривались возможность изменения ширины спектрального фильтра и два варианта схемы накачки: сонаправленная накачка, когда направления распространения излучения накачки и генерируемого импульса совпадали и накачка в противоположном направлении (рис.3.10) [87]. Все эксперименты проводились единым образом: после измене-

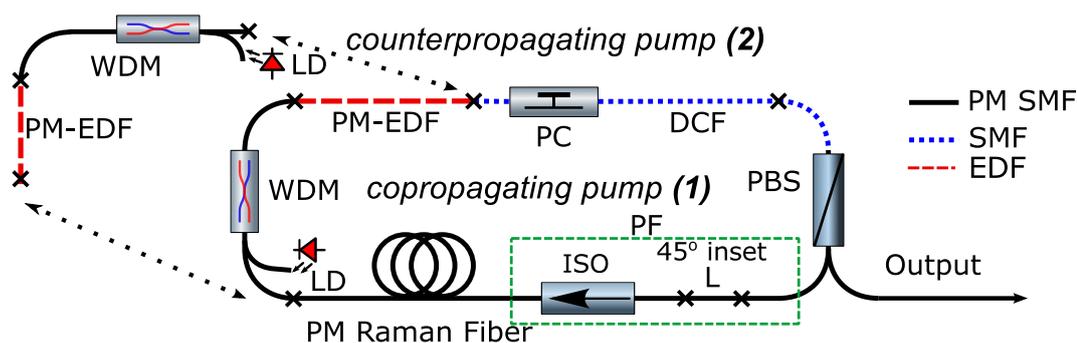


Рис. 3.10. Схема полностью волоконного лазера после удлинения. Конфигурациями (1) и (2) обозначены схемы с накачкой в совпадающем и противоположном направлении: **WDM** — спектрально-селективный ответвитель; **EDF** — активное волокно, легированное ионами эрбия; **PC** — контроллер поляризации; **DCF** — волокно с компенсированной дисперсией; **PBS** — поляризационный делитель пучка; **ISO** — волоконный оптический резонатор; **SF** — спектральный фильтр; **SMF** — одномодовое волокно; **PM SMF** — одномодовое волокно с сохранением поляризации; **LD** — лазерный диод; **PM Raman Fiber** — Рамановское волокно с сохранением поляризации.

ния конфигурации резонатора производился поиск импульсного режима генерации. Подстройка производилась за счет изменения положения входного эллипса поляризации на входе в секцию без сохранения поляризации, где происходит синхронизация мод за счет эффекта НВП с помощью контроллера поляризации (PC). В отдельных случаях производилось варьирование ширины спектрального фильтра для нахождения импульсного режима. После получения режима

производились измерения оптического спектра, осциллограммы последовательности импульсов и выходной мощности для классификации полученного режима. В некоторых случаях для характеристики также использовалось измерение радиочастотного спектра генерации и длительности с помощью автокоррелятора. Средняя мощность выходного излучения измерялась с использованием полупроводникового детектора S120C (Thorlabs, Inc.). Зная частоту повторения следования импульсов и среднюю выходную мощность, можно оценить энергию выходных импульсов  $E_{est}$  по формуле (3.2):

$$E_{est} = P_{out}/f_{rep} \quad (3.2)$$

где  $P_{out}$  – средняя выходная мощность, а  $f_{rep}$  – частота повторения следования импульсов.

### 3.3. Исследование влияния направления накачки

Во всех проведенных экспериментах частота повторения лежала вблизи 3,3 МГц. При сонаправленной накачке получена генерация СЧДС с энергией 3,3–3,7 нДж в широком диапазоне ширин фильтра — от 30–42,5 нанометров [88]. На рис. 3.11 приведены спектры импульсов для фильтров с шириной 30 (синий сплошной) и 42,5 нм (красный пунктирный). Данные спектры обладают формой с резкими краями, что позволяет классифицировать данные импульсы как СЧДС. Однако, несмотря на то, что энергия импульсов увеличилась, она всё еще не достигала порога ВКР. Вследствие этого было изменено направление накачки резонатора лазера. Известно, что такая схема позволяет увеличить выходную энергию импульса в  $\sim 2$  раза [89].

Действительно, выходная мощность генерируемых импульсов выросла до величины 5,1–5,9 нДж. При этом важно отметить, что никаких следов спонтанного комбинационного рассеяния обнаружено не было, но форма спектра

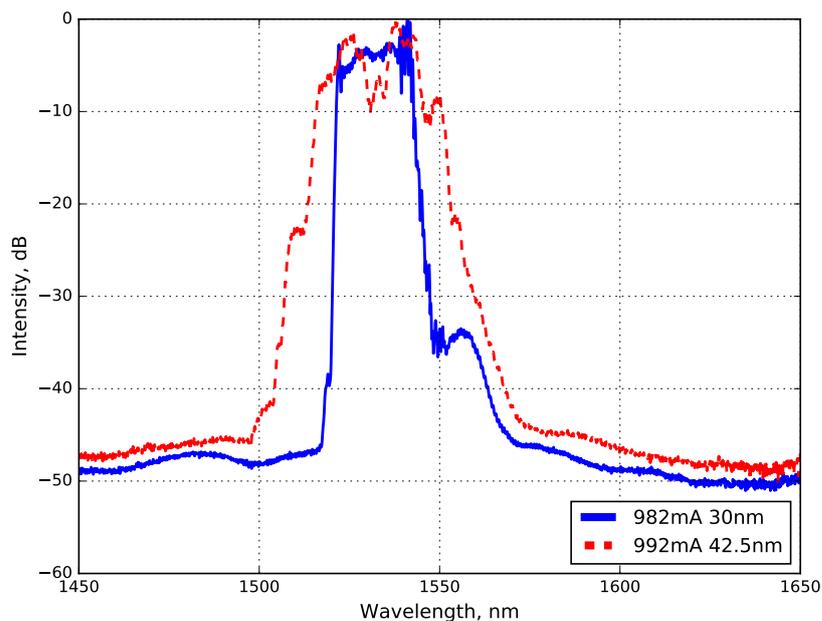


Рис. 3.11. Спектры генерации полученных импульсов в схеме с сонаправленной накачкой при различных ширин спектрального фильтра 30 и 42,5 нм.

импульсов сильно отличалась от тех, что наблюдались ранее (рис. 3.12). Данные импульсы были охарактеризованы измерением радиочастотного спектра и интерферометрической АКФ (рис. 3.13), чтобы определить к какому типу они относятся. Радиочастотный спектр импульсов демонстрирует отношение сигнал-шум порядка 70 дБ на фундаментальной частоте, что является достаточно высоким показателем и позволяет сделать вывод, что наблюдаемая генерация действительно является достаточно стабильной. Анализ АКФ показывает наличие широкого (несколько десятков пс) пьедестала и узкого пика шириной  $\sim 200$  фс на его фоне (вставка на рис. 3.13). Такая структура АКФ является свойственной для семейства импульсов, называемых двухмасштабными или шумоподобными. Данный класс отличается стохастическим распределением фазы внутри формируемого импульса. Таким образом можно сделать вывод, что полученный режим генерации в данной конфигурации резонатора может быть классифицирован как шумоподобный.

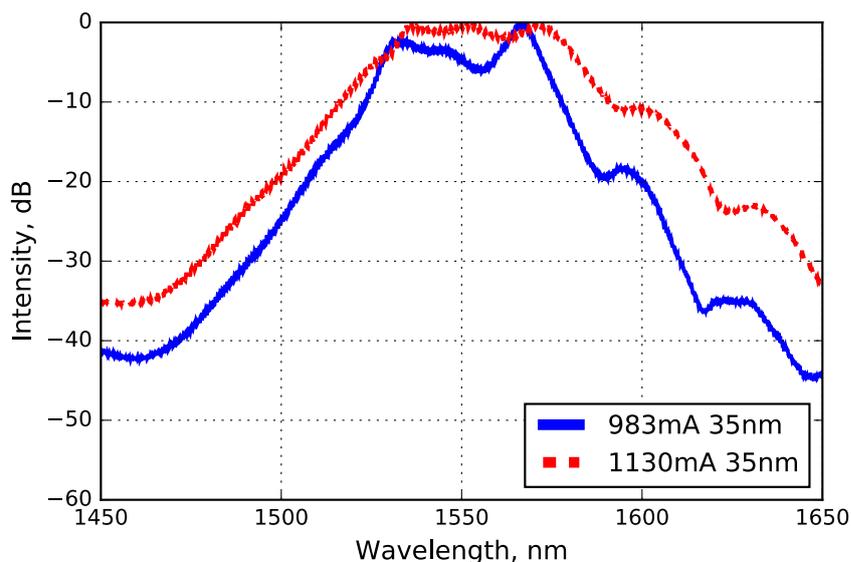


Рис. 3.12. Спектры генерации полученных импульсов в схеме с противоположно направленной накачкой при ширине фильтра 35 нм и различной мощности накачки.

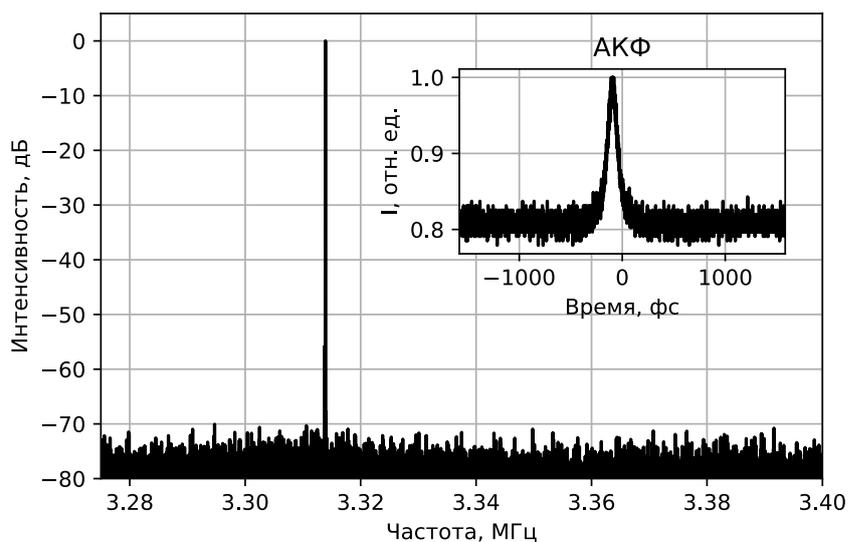


Рис. 3.13. Радиочастотный спектр (основной график) и интерферометрическая АКФ полученных широких импульсов (вставка)

### 3.4. Моделирование генерации шумоподобных импульсов

Шумоподобные импульсы ранее не наблюдались при моделировании динамики формирования импульсов в резонаторе, проводимом совместно с нашими коллегами из ИВТ СО РАН, в связи с чем актуальной стала задача поиска такого рода решений в численной модели. Помимо этого встал вопрос о факторах,

влияющих на переход из режима ДС в шумоподобные. В существующей модели варьировали шум усилителя и контраст фильтра Лио. Такое изменение привело к обнаружению данного класса импульсов в модели, совпадающих по форме спектра с экспериментальными (рис. 3.14). Было показано, что величина уровня шума усилителя и контраст фильтра Лио приводит к переходу от СЧДС к шумоподобным импульсам. Так при используемом первоначально значении шума усилителя переход происходил только при понижении контраста фильтра ниже 10 дБ. Увеличение шума на 10 дБ повысило необходимый контраст перехода до 20 дБ, а дальнейшее повышение шума приводило к разрушению режима СЧДС даже при фильтре с контрастом 30 дБ. Во всех используемых ранее конфигурациях задающего генератора, спектральные потери создавались с помощью волоконного фильтра Лио — поляризационного фильтра, обладающего периодическим спектром пропускания и относительно низким контрастом. Исходя из полученных данных можно сделать несколько выводов [88]:

1. Контраст фильтра как и шум усилителя, используемого в схеме, оказывают существенное влияние на класс формируемых импульсов. При повышении уровня шума активной среды для получения СЧДС необходимо использовать фильтр, обладающий большим контрастом. Актуальным является поиск альтернатив для текущего волоконного фильтра Лио.
2. Максимальная энергия генерируемых импульсов может быть ограничена сверху не только переключением эллипса поляризации при синхронизации мод с помощью НВП, но и нелинейным набегом фазы, приводящим к разрушению синхронизации мод и образованию шумоподобных импульсов, а также уровнем шумов активной среды
3. Наиболее реализуемым в данных условиях для генерации Рамановского ДС является конфигурация «задающий генератор – усилитель – внешний резонатор»

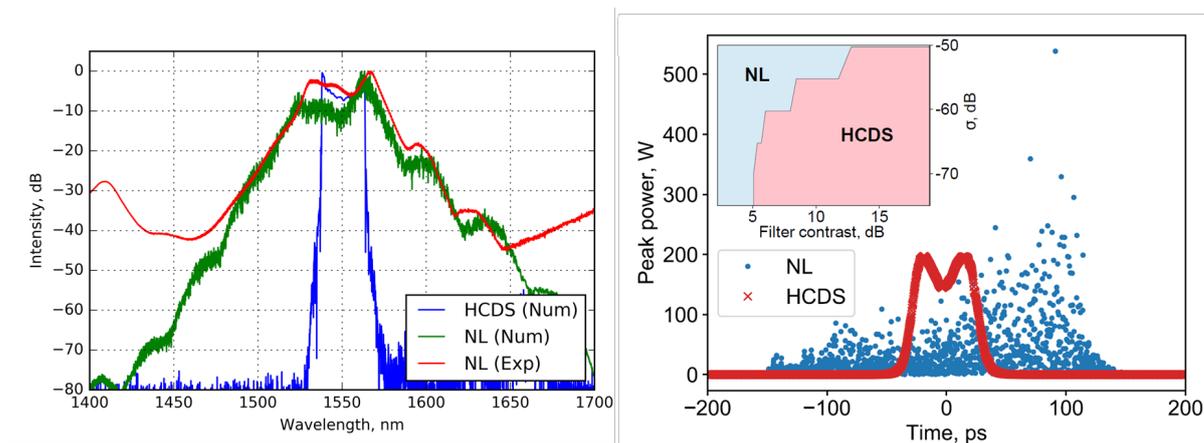


Рис. 3.14. Сопоставление расчетных спектров импульсов с экспериментальным (слева) и распределение пиковой мощности вдоль импульса (справа). Представлены расчетные спектры как СЧДС так и шумоподобных импульсов. На вставке изображены области существования ДС и шумоподобных импульсов в пространстве «контраст фильтра – уровень шума»

Дальнейшая работа проводилась в четырёх направлениях: изменение фильтра и получение СЧДС с высокой энергией; разработка альтернативного задающего генератора для создания импульсов накачки для внешнего резонатора; разработка схемы усиления импульсов задающего генератора; освоивание техники генерации РДС во внешнем резонаторе.

### 3.5. Генератор СУД

С учетом того, что в наших условиях наиболее перспективной для генерации Рамановских диссипативных солитонов представилась конфигурация «задающий генератор – усилитель – внешний резонатор», то была рассмотрена альтернативная схема задающего источника - генератор солитонов, управляемых дисперсией (СУД, dispersion-managed solitons, DM solitons), рассмотренная в текущем разделе. Генерация солитонов такого типа в длинных волоконных лазерах, насколько нам известно, ранее не демонстрировалась, что являлось дополнительной мотивацией, т.к. наш подход позволяет удлинять резонатор, не влияя на синхронизацию мод.

### 3.5.1. Мотивация и метод определения суммарной дисперсии резонатора

СУД обладают достаточно широким спектром и низким уровнем шумов [90]. Такой режим генерации может быть получен в резонаторе с суммарной дисперсией вблизи нуля. Однако, чтобы иметь возможность собрать такой резонатор необходимо решить задачу измерения дисперсии групповых скоростей (ДГС) второго и третьего порядка как отдельных волокон, так и всего резонатора в целом. В случае с пассивными световодами можно провести измерение методом интерференции белого света [91, 92], но использование данной техники крайне проблематично для активных волокон из-за наличия сильного поглощения в исследуемой спектральной области. Значения дисперсии пассивных световодов, используемых в работе, были известны либо из ранее проведенных измерений, либо из паспорта волокон. Измерения значений дисперсии для активных волокон нами ранее не производилось. Так как нас интересует генерация импульсов в волоконном лазере, то можно воспользоваться определением суммарной дисперсии резонатора, определяемой по положению пиков Келли - максимумов, связанных с резонансным усилением дисперсионных волн, испускаемых солитоном в аномальной дисперсии при распространении в резонаторе [93] (рис. 3.15). Данный метод широко используется для проведения оценки суммарной дисперсии резонатора в волоконных лазерах в режиме генерации классических солитонов по распределению пиков Келли по длинам волн или частота. Аппроксимируя данное распределение параболой, возможно извлечь суммарную дисперсию резонатора. Основные предположения данного метода следующие: резонатор обладает аномальной дисперсией (в противном случае не будет наблюдаться генерация дисперсионных волн), третья дисперсия является малой поправкой. Аппроксимация производилась методом наименьших квадратов. Приводится следующее соотношение для зависимости отстройки пика Келли от центральной длины волны в ситуации учета исключительно дисперсии

групповых скоростей [93]:

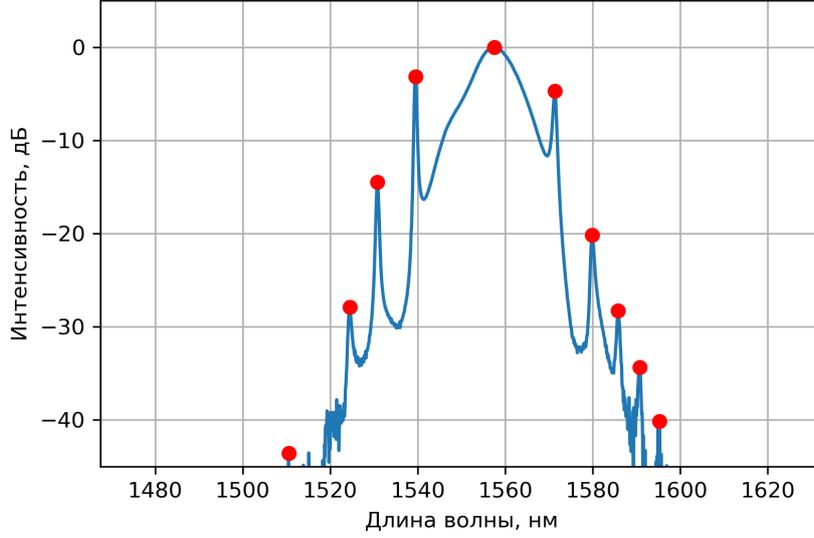


Рис. 3.15. Пример распределения пиков Келли и центральной длины волны генерируемых в эксперименте солитонов.

$$\Delta\lambda_N = \pm N * \lambda_0 \sqrt{2 \frac{N}{cDL} - 0,0787 \frac{\lambda_0^2}{(c\tau)^2}} \quad (3.3)$$

где  $\lambda_N$  - спектральная отстройка пика Келли от центральной длины волны,  $N$  - порядок пика,  $\lambda_0$  - центральная длина волны,  $D$  - параметр дисперсии, связанный с дисперсией групповых скоростей соотношением  $\beta_2 = -D\lambda^2/2\pi c$  и измеряется в [пс/нм км],  $\tau$  - полная ширина на полувысоте длительности импульса. Коэффициент  $0,0787 = (2 \ln(1 + \sqrt{2}))^2 / (4\pi^2)$ .

Так как для получения СУД нам требуется близкая к нулю суммарная дисперсия групповых скоростей, то доминирующим эффектом является дисперсия третьего порядка. С учетом этого можно рассмотреть зависимость порядка пика Келли ( $N$ ) от спектральной отстройки  $\Delta\omega_N$  или  $\Delta\lambda_N$ :

$$|N| = -\frac{1}{4\pi} L\beta_2 \Delta\omega_N^2 - \frac{1}{12\pi} L\beta_3 \Delta\omega_N^3 + C \quad (3.4)$$

$$|N| = -\frac{1}{4\pi} L\beta_2 A^2 \Delta\lambda_N^2 - \frac{1}{12\pi} L\beta_3 A^3 \Delta\lambda_N^3 + C \quad (3.5)$$

где  $A = -2\pi c/\lambda_0^2$  - константа, связанная с пересчетом сдвига по частоте в сдвиг по длине волны. Таким образом, если в резонаторе с аномальной дисперсией будет получен импульсный режим генерации, то по положению пиков Келли можно определить суммарную вторую и третью дисперсию данного резонатора, а, зная параметры пассивных волокон – вычислить эти значения для активного волокна.

### 3.5.2. Определение дисперсии активных волокон с учетом дисперсии третьего порядка

Для определения ДГС второго и третьего порядков имеющихся активных волокон было решено собрать резонатор с заведомо аномальной дисперсией и получить в нем импульсную генерацию. По положению пиков Келли определялись дисперсии резонатора  $(\beta_2 L)_0$  и  $(\beta_3 L)_0$ , после чего активное волокно укорачивалось на длину  $\Delta L$  и получались новые значения  $(\beta_2 L)_1$  и  $(\beta_3 L)_1$ . Так как на самом деле выполняются соотношения:  $\beta_2 L = \sum_i \beta_2^i l_i$  и  $\beta_3 L = \sum_i \beta_3^i l_i$ , где  $\beta_2^i$  и  $l_i$  - дисперсии и длины волокон, входящих в резонатор, то значение дисперсии можно получить по следующей формуле:

$$\beta_j^{fiber} = \frac{(\beta_j L)_1 - (\beta_j L)_0}{\Delta L} \quad (3.6)$$

где  $j \in \{2, 3\}$ .

Применение данного метода позволило измерить параметры дисперсии для активного волокна АЕ-31 (ПНППК), используемого в данном генераторе в качестве активной среды (рис. 3.16). Разница между конфигурациями составила 1 м световода. Исходя из полученных данных были определены параметры  $\beta_2^{AE-31} = 6,96 \text{ пс}^2/\text{км}$  и  $\beta_3^{AE-31} = -1,64 \text{ пс}^3/\text{км}$ .

Также было проведено сравнение эффективности аппроксимации квадратичным или кубическим полиномом. В таблице 3.2 представлены результаты описываемого сравнения. Столбцы 2 и 3 описывают данные, полученные до

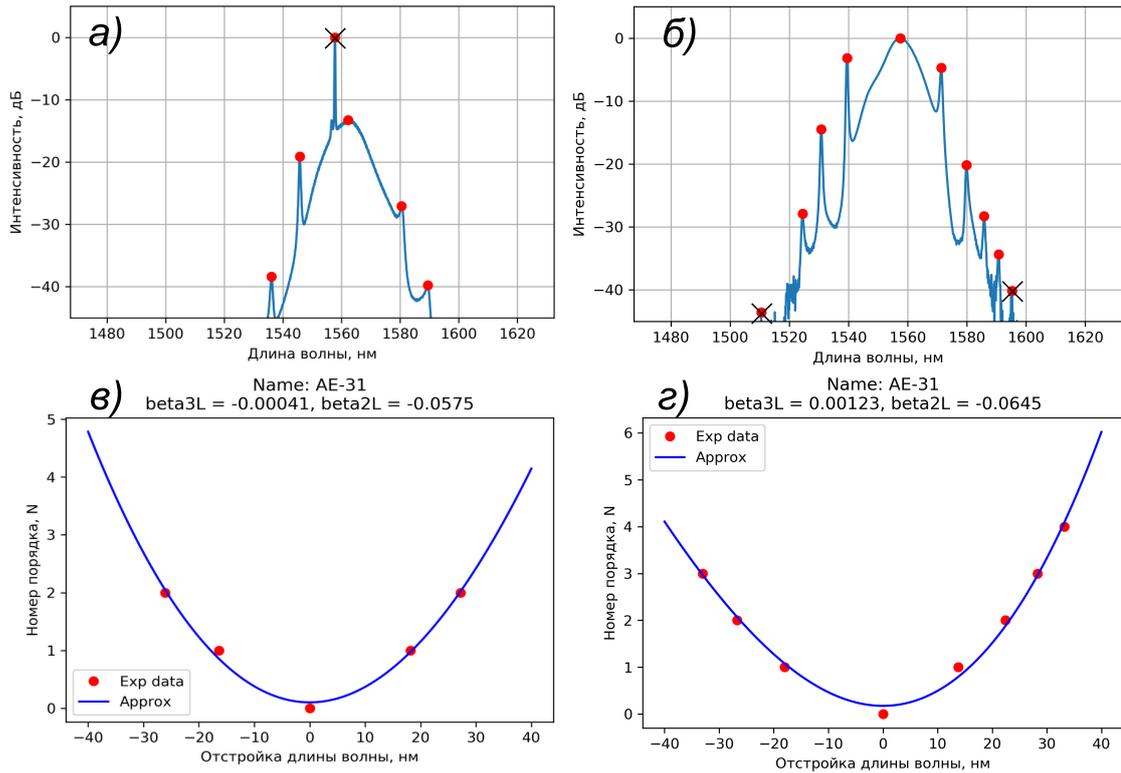


Рис. 3.16. Спектры и зависимости порядка пика Келли от величины отстройки, использованные для определения дисперсии групповых скоростей волокна AE-31 (ПНППК). (а) и (в) до сокращения волокна, (б) и (г) после сокращения волокна.

и **после** сокращения длины резонатора соответственно. Видно, что в обоих случаях кубическая аппроксимация лучше описывает полученные экспериментальные данные.

Таблица 3.2. Сравнение функций аппроксимации распределения пиков Келли

Функция аппроксимации	До	После
$bx^2 + c$	$S = 0,053$	$S = 0,926$
$ax^3 + bx^2 + c$	$S = 0,034$	$S = 0,110$

В ходе работы была отмечена сильная зависимость получаемых значений дисперсии от точности измерения положения пиков Келли, которая однако может быть улучшена либо измерением спектра с высоким разрешением, либо использованием дополнительной интерполяции для получения «субпиксельного» разрешения. В дополнение имеется трудность, связанная с отбором «лиш-

них» максимумов, обусловленных другими физическими эффектами (как на рис. 3.16 (а) пик непрерывного излучения) или просто шума (рис. 3.16 (б)). Однако, несмотря на указанные трудности, данный метод позволяет получать достоверные данные о ДГС активных волокон и резонатора, непосредственно во время работы лазера.

### 3.5.3. Схема генератора СУД и полученные импульсы

Для получения СУД был собран волоконный резонатор с суммарной небольшой аномальной дисперсией  $\beta_2 L = -0,0017 \text{ пс}^2$ , что в пересчете на длину волокна РМ 1550 составляет 7,7 см (рис. 3.17). Длины волокон для данной конфигурации были рассчитаны на основании данных о дисперсиях всех световодов, используемых в резонаторе. В данном резонаторе также был реализован принцип пространственного разделения эффектов синхронизации мод и эволюции импульса. Дальнейшая работа была связана с перебором значений полной дисперсии путем сокращения длины волокна с аномальной дисперсией (точка сокращения обведена пунктиром на рис. 3.17). Сокращалась часть с сохранением поляризации, чтобы не влиять на синхронизацию мод.

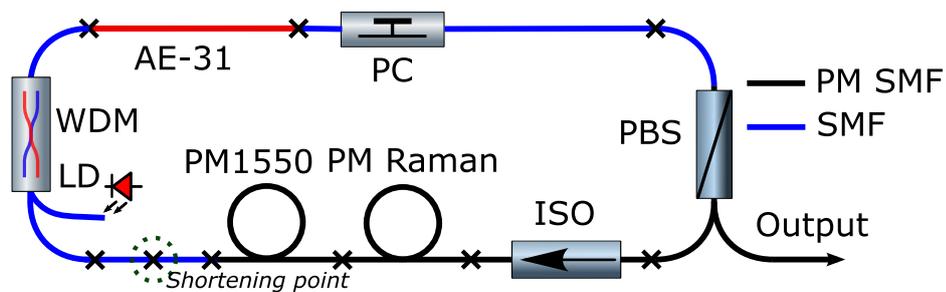


Рис. 3.17. Схема полностью волоконного лазера для получения генерации СУД. Пунктиром указана точка сокращения длины.

Изменение дисперсии в резонаторе производилось дискретно из-за сокращения длины волокна с шагом 10-15 мм, что создавало определенные трудности. Были получены режимы генерации импульсов на частоте повторения 14,5 МГц, самостартующие при большой величине мощности накачки (600 – 700 мВт) и существующие в широком диапазоне мощностей накачки (рис. 3.18).

Если сравнивать с другими работами (в частности [94]), то полученные импульсы можно охарактеризовать как СУД. Важно отметить, что долговременная стабильность режима не была получена из-за склонности к распаду в многоимпульсный режим или наличия в спектре линии непрерывного излучения. Возможно, данные искажения связаны с тем, что резонатор находится в точке перехода от солитонов в СУД, где становится необходима тонкая подстройка дисперсии резонатора.

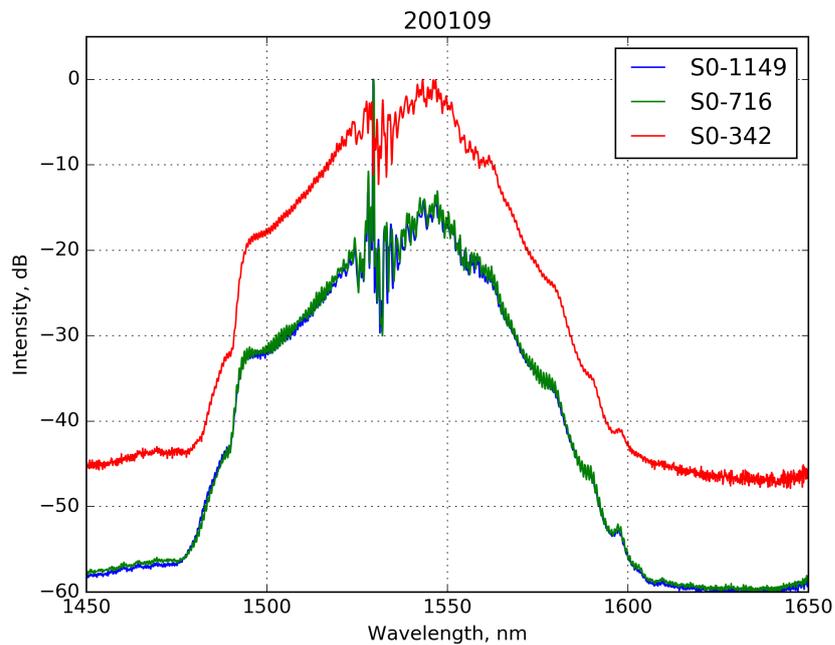


Рис. 3.18. Спектры генерации СУД, полученные в многоимпульсном режиме

При попытках подстройки режима генерации с целью получения одноимпульсного режима, спектр импульсов изменился на более сглаженный и схожий с режимом шумоподобных импульсов, описанных ранее в разделе 3.2. Однако измерение длительности полученных импульсов не проводилось в рамках данной работы. Их энергия составила 3-3,5 нДж. Режим обладал самостартом и стабильно существовал в широком диапазоне мощности накачки.

Результатом данного направления работы является демонстрация возможности генерации СУД в резонаторе с пространственным разделением эффекта амплитудной самомодуляции и эволюции импульса. Было проведено несколько

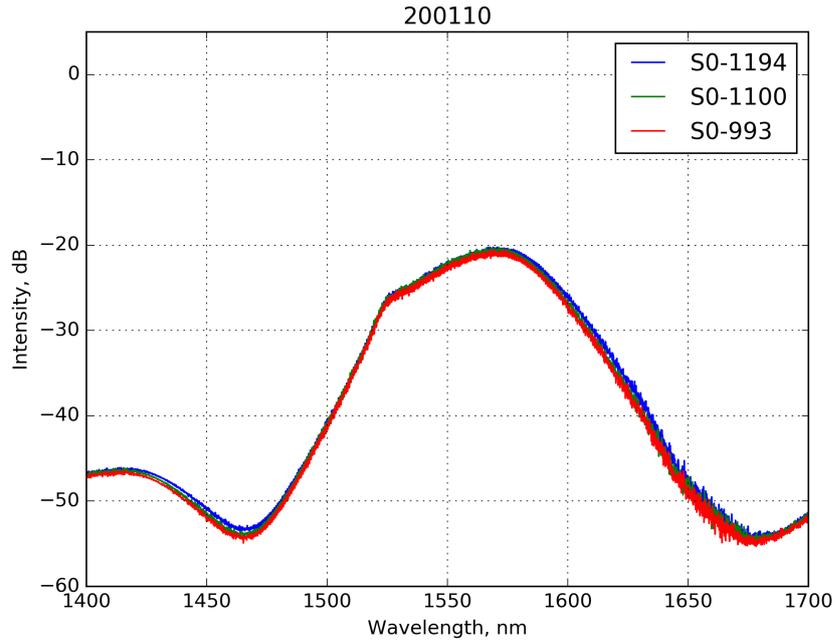


Рис. 3.19. Спектры генерации шумоподобных импульсов.

итераций для последовательного спуска в точку нулевой дисперсии резонатора путем сокращения в длины волокна. Попадание в точку нулевой дисперсии требовало прецизионного контроля длин волокон. На каждой итерации проводилась оценка суммарной дисперсии резонатора на основании измеренных длин. В связи с этим актуальным является введение в резонатор элемента, позволяющего непрерывно изменять дисперсию резонатора. Такой элемент может быть реализован с помощью введения двух клиньев, обладающих нормальной дисперсией, или же добавлением пространственного фазового модулятора в совокупности с парой дифракционных решеток, что могло бы быть потенциальным направлением для продолжения данной работы.

### 3.6. Перестраиваемый волоконный лазер с фильтром на дифракционной решетке

Как было показано в разделе 3.4 одним из факторов, существенно влияющих на стабильность задающего генератора СЧДС, является контраст спек-

трального фильтра, необходимый для генерации данного типа импульсов. Именно поэтому встала задача поиска другой схемы такого фильтра.

Была собрана схема лазера с фильтром на объемной дифракционной решетке, описанным в разделе 2.2.2, (рис. 3.20 справа), после чего проводилась оптимизация схемы для получения стабильного режима генерации импульсов с широким спектром. Помимо варьирования длин различных волокон в резонатор был добавлен ответвитель, чтобы иметь возможность измерения внутррезонаторного спектра и вывода импульсов в состоянии с наиболее широким спектром (непосредственно перед фильтром). Определен оптимум в коэффициенте деления ответвителя, чтобы сохранялась возможность импульсной генерации, в результате 70% мощности оставалось в резонаторе, а выводилось только 30% излучения. Сравнение форм спектров импульсов с поляризационного делителя пучка и ответвителя представлено на рис. 3.21. Можно увидеть, что импульсы с ответвителя обладают более широким и гладким спектром, что потенциально даёт возможность к получению более коротких длительностей импульсов. Использование нового фильтра позволило производить перестройку центральной длины волны генерируемых импульсов в режиме реального времени с относительно небольшой подстройкой синхронизации мод. Дополнительной особенностью задающего генератора можно считать тонкую подстройку частоты обхода резонатора в пределах нескольких сотен герц, что будет полезно в дальнейшем.

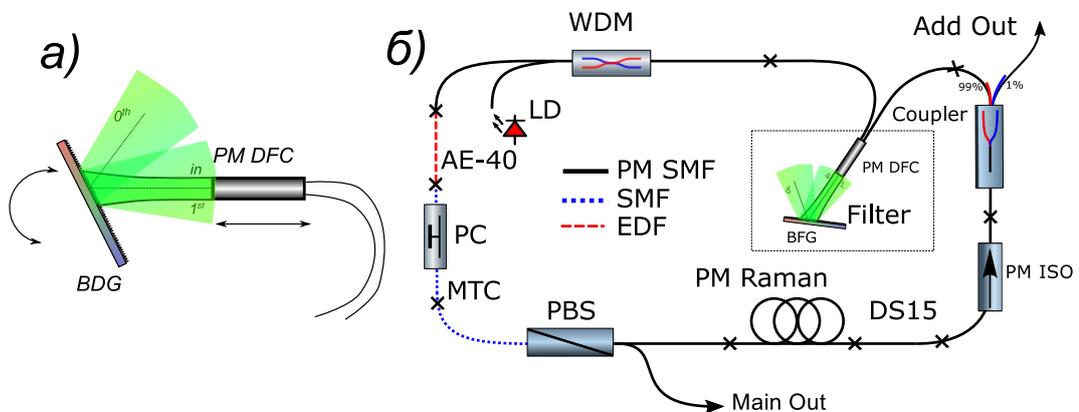


Рис. 3.20. Схема перестраиваемого волоконного фильтра на дифракционной решетке и волоконном коллиматоре с сохранением поляризации (а), и схема волоконного лазера с данным фильтром.

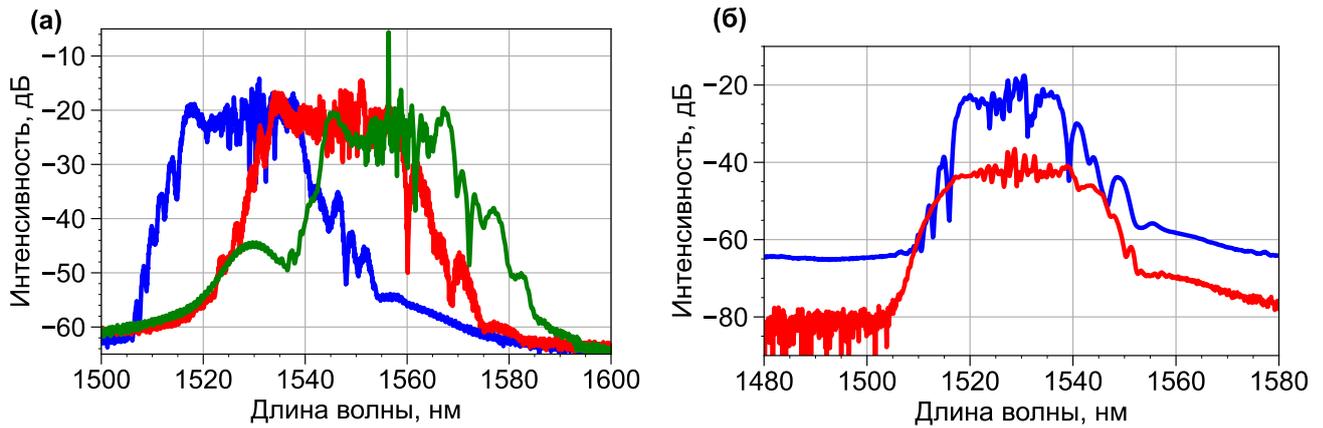


Рис. 3.21. Пример перестройки спектра импульсов по центральной длине волны (а). Сравнение спектров импульсов на выходе из поляризационного делителя пучка и волоконного ответвителя (б)

В итоге был получен стабильный режим генерации импульсов с частотой повторения 6,7 МГц. Выходные мощности составили 16,7 мВт из поляризационного делителя пучка (PBS) и 0,8 мВт из волоконного ответвителя. С помощью техники FROG была измерена автокорреляционная функция генерируемых импульсов (рис. 3.22). Если предположить, что временная огибающая обладает формой  $\text{sech}^2$ , то ширина АКФ в 1,54 раза больше длительности импульса и даёт нам длительность 1,6 пс. При этом спектрально-ограниченная длительность импульса (ширина фурье образа спектра) составила порядка 200 фс. Сжатие импульсов не производилось.

### 3.6.1. Усиление выходных импульсов

Проведены эксперименты по усилению выходных импульсов с PBS. К данному выводу лазера был приварен волоконный делитель с отношением 96:4, что позволило провести усиление импульсов в режиме сильного и слабого сигнала. Соответствующие мощности в обоих каналах составили 16 и 0,7 мВт соответственно. Далее данные выходы будут обозначены как «сильный» и «слабый». В качестве усилителя использовался коммерческий двухкаскадный волоконный усилитель. Усиление проводилось по технике УЧИ. Суть данного метода заключается в предварительном снижении пиковой интенсивности усиливаемого

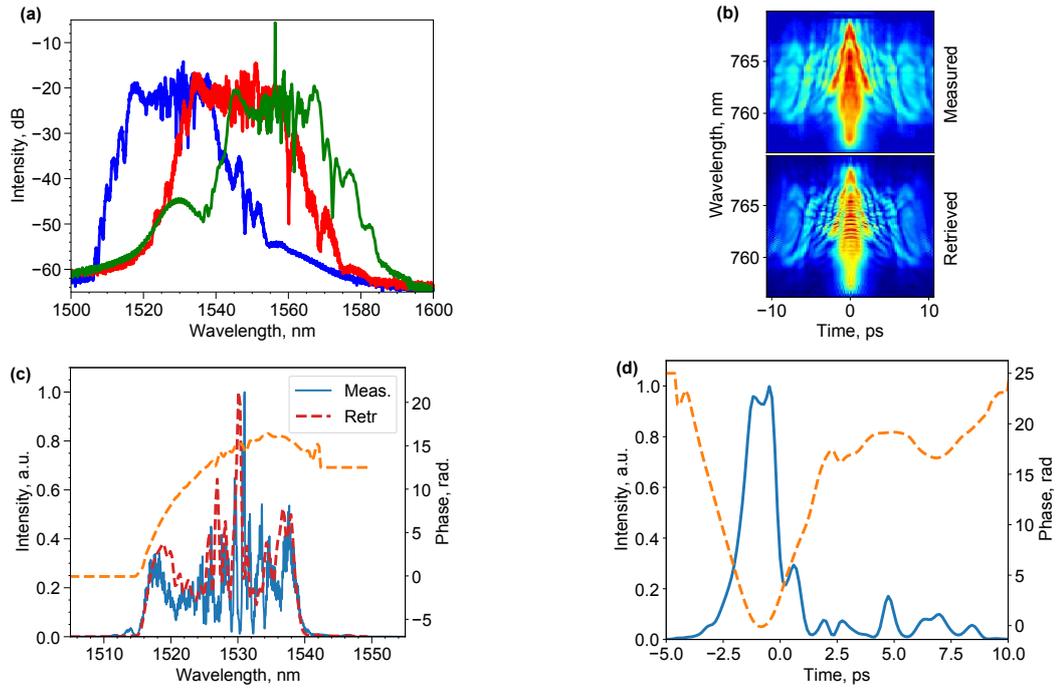


Рис. 3.22. (a) Перестройка оптических спектров генерации; (b) Измеренный и восстановленный FROG след; (c) Сравнение восстановленных и измеренных спектров, а также распределение спектральной фазы; (d) Восстановленная временная форма импульса, а также распределение фазы на длине волны 1530 нм.

импульса за счет сильного chirпования при распространении в среде с дисперсией, после чего проводится усиление с последующим сжатием в компрессоре, сделанном на основе волокна или объемной оптики. Таким образом удается избежать сильных нелинейных искажений в усилителе и роста интенсивности, способного повредить активную среду.

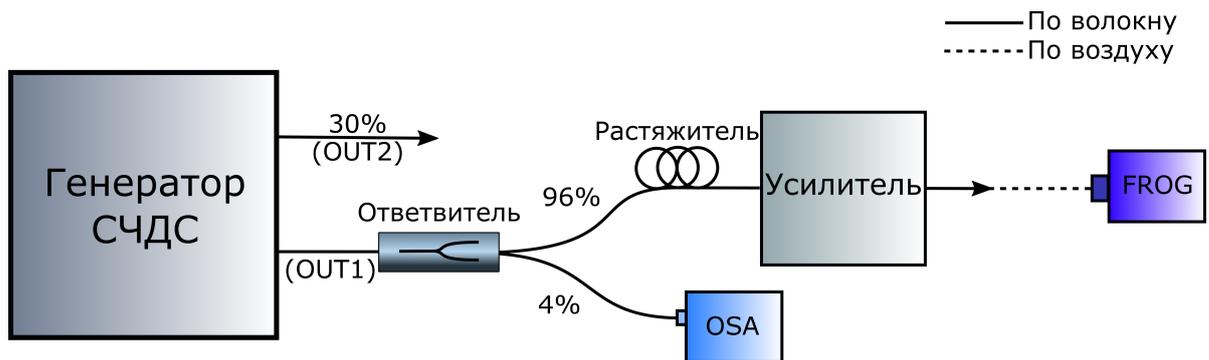


Рис. 3.23. Схема проведения эксперимента по усилению 96% выхода. Во втором случае выходы ответвителя 96/4 менялись.

Схема эксперимента по усилению была неизменной в обоих случаях, менялся лишь выход (рис. 3.23). Для того, чтобы снизить негативное влияние

нелинейных эффектов перед усилителем был вставлен отрезок волокна РМ-980 ( $\beta_2 = -10 \text{ пс}^2/\text{км}$ ,  $\gamma = 3 \text{ (км}\cdot\text{Вт)}^{-1}$ ) длиной 30 м, используемый в качестве растяжителя импульсов. Однако, если рассмотреть спектр импульсов после растяжителя, то можно увидеть, что при переходе импульса от нормального к аномальному чирпу для сильного выхода наблюдается генерация излучения в длинноволновой области, что можно отнести к спонтанному ВКР (рис. 3.24). Для слабого же выхода такого не наблюдается, т.к. пиковая мощность в точке, где импульс спектрально-ограничен, ниже порога генерации ВКР. Поэтому в дальнейшем рассматривалось только усиление слабого выхода.

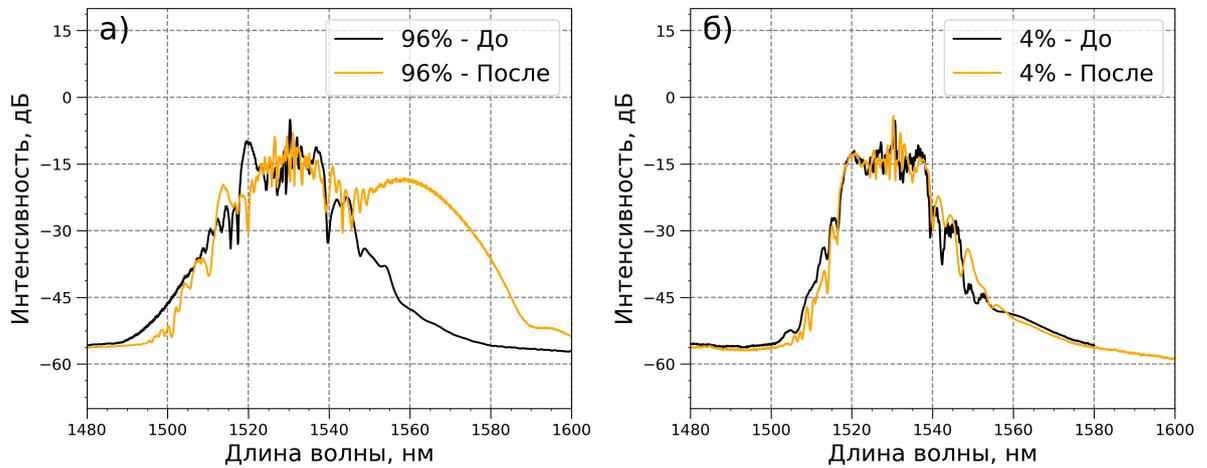


Рис. 3.24. Спектры импульсов до и после прохождения волоконного растяжителя из сильного (а) и слабого (б) выхода.

Получено усиление порядка 17 дБ (до 33 мВт) импульсов со слабого выхода и определены спектр и FROG след усиленных импульсов. Из полученных спектров видно, что импульсы достаточно сильно искажены за счет рамановского самосдвига частоты (рис. 3.25). Дальнейшее увеличение мощности приводило к разрушению генерируемых импульсов.

Было проведено моделирование процесса усиления с помощью программного пакета PyOFSS (Python-based optical fiber system simulator) [95] с целью моделирования возможности потенциальных улучшений конфигурации усилителя. Среди результатов моделирования стоит отметить, что было показано наличие дополнительного сжатия импульса в следствие нелинейных эффектов

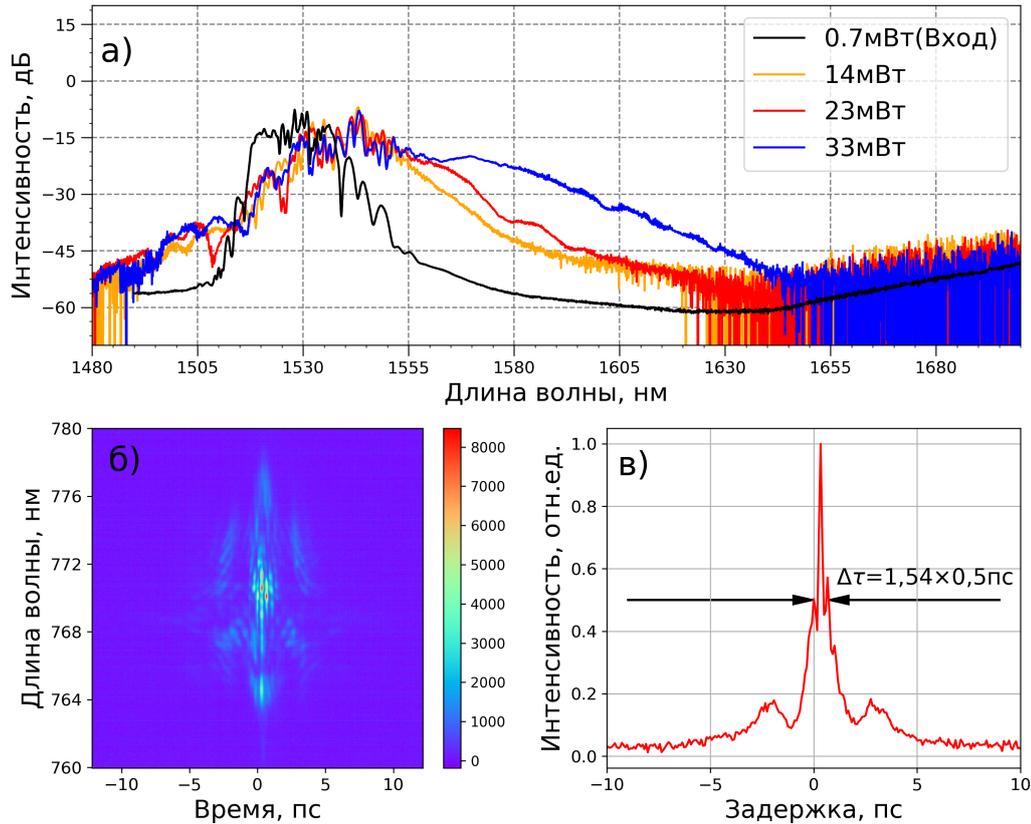


Рис. 3.25. Спектры импульсов до и после усиления при различных уровнях средней мощности (а), для конфигурации с мощностью 14 мВт были измерены FROG трейсы (б) и извлечена АКФ (в).

(фазовой самомодуляции) до длительностей порядка 200 фс. Проведено моделирование усилителя, где в качестве растяжителя использовались 30 м РМ Raman, обладающего нормальной дисперсией. В ходе моделирования была показана возможность получения усиления на 24 дБ при минимальном влиянии нелинейных эффектов. Такое усиление с 0,1 нДж до 25 нДж позволит использовать эти импульсы для накачки внешнего резонатора в дальнейших экспериментах по генерации РДС с длиной волны 1,6-1,7 мкм.

В дальнейшем схема усиления была модернизирована с целью увеличить эффективное растяжение перед усилением, что позволило бы получить высокую энергию импульса без нелинейных искажений. Помимо этого излучение подавалось с выхода ответвителя, установленного перед фильтром (рис. 3.20)

для усиления импульсов с более гладким и широким спектром (рис. 3.21 б). Была реализована схема с использованием поляризационного делителя пучка и волокна с нормальной дисперсией Thorlabs PM DCF длиной 6,5 м (дисперсией  $\beta_2 = 128 \text{ пс}^2/\text{км}$ ), а также волоконного фарадеевского зеркала (рис. 3.26).

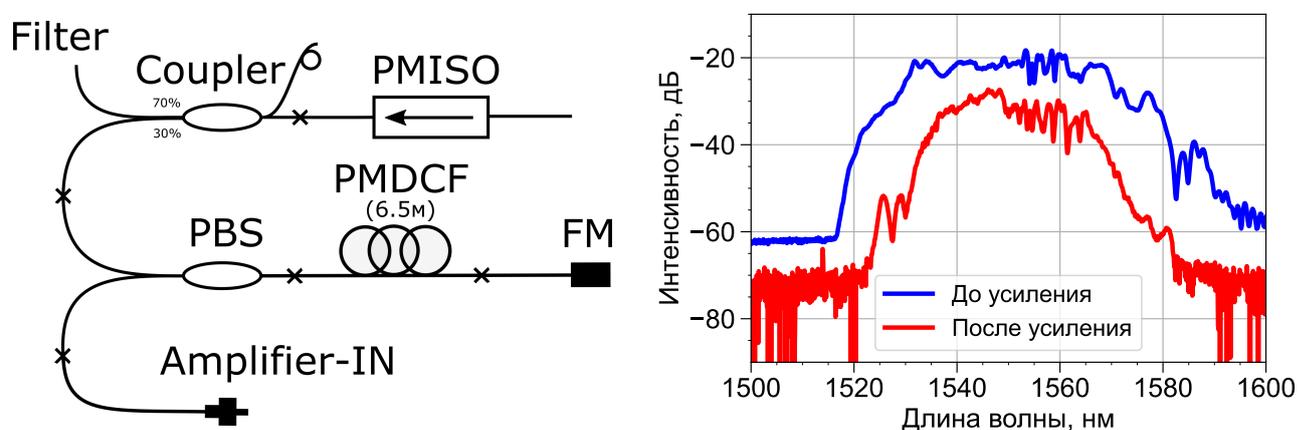


Рис. 3.26. Схема усиления с использованием двухпроходного растяжителя на основе фарадеевского зеркала (FM) (слева), сравнение спектров импульсов до и после усилителя (справа)

Излучение заводилось по одному из поляризованных выходов делителя, проходило через растяжитель. После отражения от фарадеевского зеркала плоскость поляризации излучения поворачивалась на 90 градусов, и оно возвращалось обратно через растяжитель и выходило из противоположного вывода делителя. Такая схема эффективно помогла увеличить длину растяжителя вдвое. В результате получилось увеличить среднюю мощность до  $\approx 200 \text{ мВт}$ , что соответствует усилению более 24 дБ. Для измерения спектров импульсов при таком высоком уровне мощности излучение заводилось по воздуху в волоконный коннектор, подключенный к оптическому анализатору спектра. Сравнение формы спектра до и после усиления показывает сужение на выходе из усилителя, что может быть объяснено узкой полосой усиления используемого усилителя (1520-1580 нм) в сравнении со спектральной шириной затравочного импульса (рис. 3.26 справа) и пренебрежимо малым вкладом нелинейного уширения. По этой же причине центральная длина волны импульса была смещена на 1550 нм за счет подстройки дифракционной решетки.

## Техника генерации РДС во внешнем резонаторе

В данной главе рассмотрены основные принципы генерации Рамановских диссипативных солитонов на примере работ, проведенных для получения импульсов на длинах волн 1,3 мкм. Также в ней приведены эксперименты по генерации РДС на длинах волн 1600-1700 нм.

### 4.1. Генерация РДС на длине волны 1,3 мкм

Чтобы понять особенности генерации РДС во внешнем резонаторе были проведены эксперименты на уже работающем источнике РДС с длиной волны 1,3 мкм в резонаторе с фосфоросиликатным волокном, описанным в работах [96, 97].

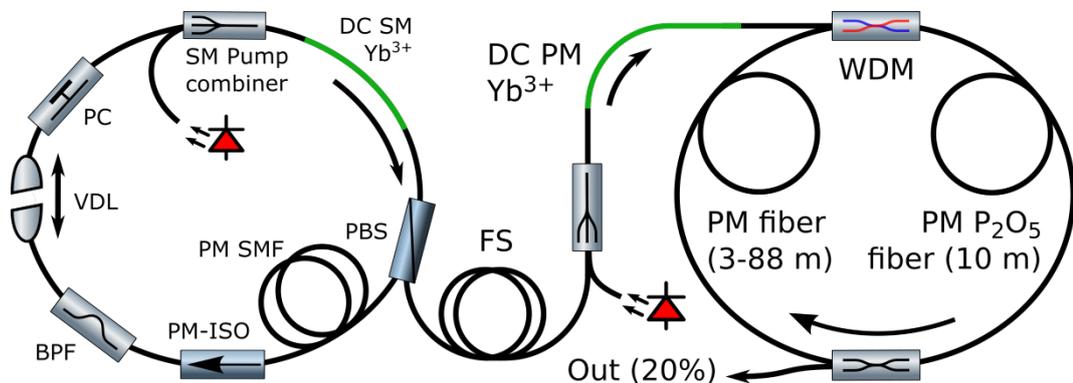


Рис. 4.1. Схема волоконного генератора Рамановских Диссипативных Солитонов: *BPF* - волоконный фильтр, *VDL* - перестраиваемая линия задержки, *FS* - волоконный растяжитель, *DC SM (PM)* - одномодовое волокно с двойной оболочкой (с сохранением поляризации)

Рассмотрим схему установки по генерации РДС во внешнем резонаторе (рис. 4.1). Задающий генератор представляет собой кольцевой волоконный генератор СЧДС, где в качестве активной среды используется активное волокно с двойной оболочкой, легированное ионами иттербия, для возможности использования мощных многомодовых лазерных диодов накачки. Синхронизация мод

осуществлялась за счет эффекта НВП. Частота повторения данного задающего генератора варьировалась за счет переменной линии задержки (VDL, variable delay line), не влияющей на режим генерации. Далее импульсы из задающего генератора растягиваются и усиливаются в волоконном усилителе. В результате на выходе получались СЧДС с энергией порядка 15 нДж и длительностью 50 пс [98], которые использовались в качестве накачки для внешнего волоконного резонатора. За счет усиления шума вследствие ВКР и строгого равенства частот повторения задающего генератора и внешнего резонатора создается положительная обратная связь, необходимая для формирования такого класса импульсов как Рамановские диссипативные солитоны (рис. 4.2). Из-за разницы в дисперсии групповых скоростей эффективное взаимодействие между импульсами будет только в тот момент, когда один импульс «обгоняет» другой. При этом ширина генерируемых импульсов ограничена шириной спектров накачки и рамановского усиления среды, с другой же стороны спектр может уширяться за счет действия фазовой самомодуляции. Существование такого динамического баланса создаёт все условия для формирования СЧДС.

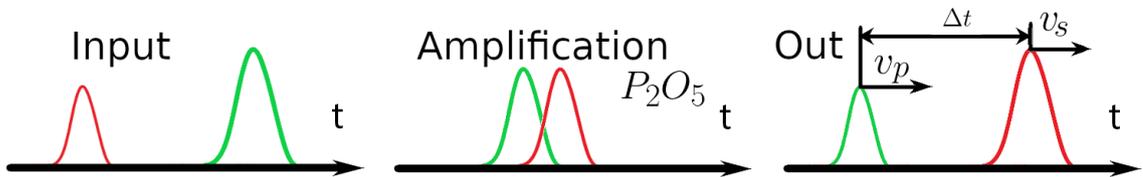


Рис. 4.2. Принцип усиления импульсов при синхронной накачке внешнего резонатора.

Выбор фосфоросиликатного волокна для внешнего резонатора был обусловлен тем, что рамановский сдвиг в фосфоросиликатном стекле составляет 39 ТГц (против 13 ТГц для плавленого кварца). Это позволяет сместить центральную длину волны генерации в область вблизи 1300 нм в одном каскаде. Была получена генерация РДС с длиной волны 1270 нм с энергией в импульсе 1,6 нДж. Типичный спектр импульсов (рис. 4.3 (а)) позволяет сделать вывод о том, что они действительно являются рамановскими СЧДС. При увеличении энергии импульса спектр начинает уширяться под действием фазовой са-

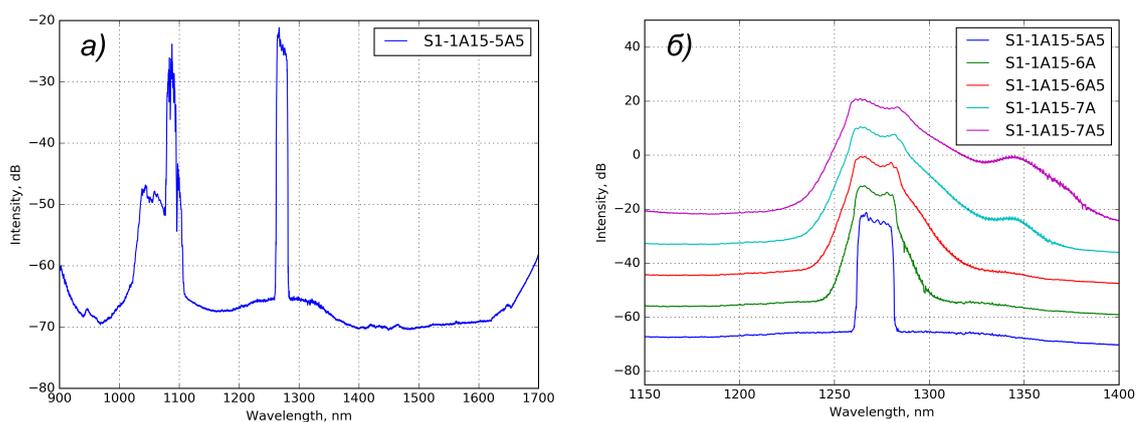


Рис. 4.3. а - Типичный спектр импульса накачки и генерируемого РДС на 1270 нм. б - эволюция формы стоксового импульса при повышении мощности.

момодуляции и увеличения уровня шумов. Дальнейшее повышение приводило к генерации стоксового импульса ВКР от РДС за счет рассеяния на молекулах кремния. Полученной энергии недостаточно для дальнейших применений, в связи с чем была предпринята попытка усиления РДС.

## 4.2. Усиление РДС с помощью вторичного взаимодействия с импульсом накачки

Первой и наиболее очевидной идеей для усиления стало использование отработанного (прошедшего) импульса накачки [98]. Для этого во внешний ре-

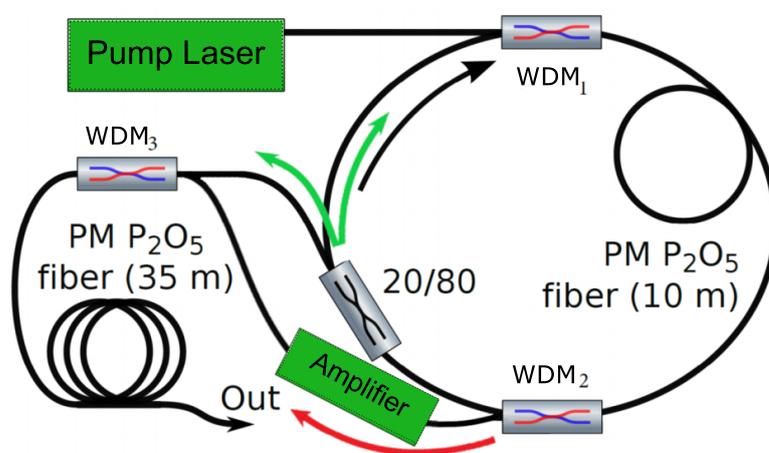


Рис. 4.4. Схема модификации внешнего резонатора для отведения импульса накачки с возможностью дополнительного усиления.

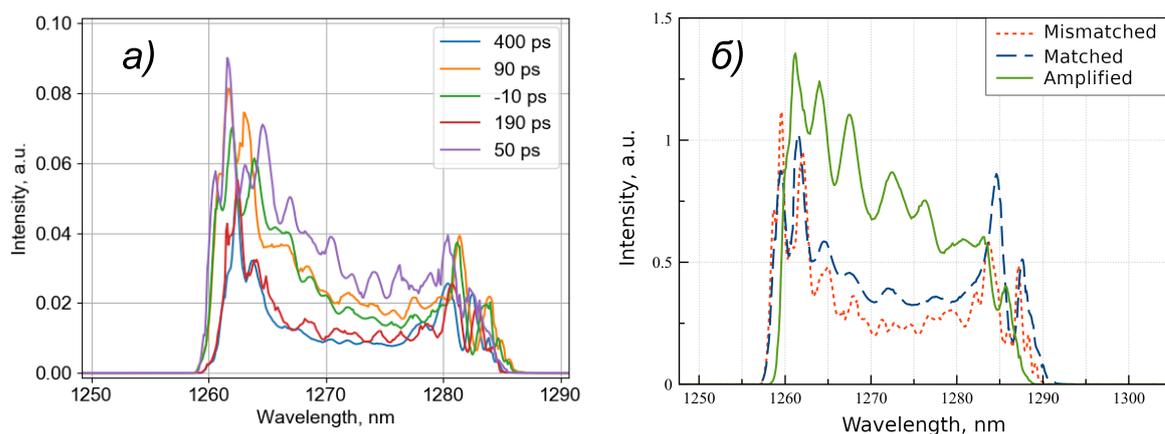


Рис. 4.5. Схема модификации внешнего резонатора для отведения импульса накачки с возможностью дополнительного усиления.

резонатор был вставлен дополнительный спектрально селективный ответвитель (ССО) рис. 4.4. Далее выходные импульсы РДС и накачки распространялись по различным путям. Длины световодов этих путей были подобраны так, чтобы компенсировать задержку между сигналом и накачкой. После импульсы вновь объединялись с помощью еще одного выходного ССО и распространялись в 35 м фосфоросиликатного световода для взаимодействия и усиления.

Было исследовано влияние задержки между импульсами накачки и РДС на величину рамановского усиления. Показано, что существует оптимальное значение задержки в 50 пс, при котором процесс усиления происходит наиболее эффективным образом (рис. 4.5 (а)). При данной задержке было получено повышение энергии импульса в 1,5 раза. Из спектра усиленного импульса видна сильная неоднородность усиления, которая может быть связана как с узостью пика рамановского усиления используемого фосфоросиликатного волокна, так и наличием модуляции спектра импульса накачки после первого взаимодействия. Для увеличения усиления РДС в плечо, по которому распространялся импульс накачки, был включен дополнительный иттербиевый волоконный усилитель. Сравнение спектров усиленных РДС приведено на рис. 4.5 (б). Полученная величина усиления составляет 2 раза (3 дБ), однако из-за наличия потерь на волоконных элементах в абсолютных величинах улучшения оказались незначи-

тельными. Факт того, что доля прошедшей через усилитель накачки составляет 80% позволяет сделать вывод о неэффективности данной схемы усиления.

Таким образом, была продемонстрирована возможность усиления РДС за счет использования отработанного импульса накачки, однако на момент написания работы не удалось получить высоких коэффициентов усиления с использованием данной техники, а полученного уровня энергии все еще не было достаточно для реальных применений. В итоге был получен опыт работы с генерацией РДС с длиной волны 1,3 мкм во внешнем резонаторе, что будет применено в дальнейших экспериментах по генерации РДС с длиной волны 1,6-1,7 мкм.

### 4.3. Генерация РДС на длине волны 1,7 мкм

Для получения импульсов на длине волны вблизи второго окна прозрачности воды наиболее реализуемой возможностью представилась схема с синхронной накачкой внешнего резонатора. Концептуальное отличие от предыдущего случая заключалось в среде, ВКР сдвиг которой был использован для генера-

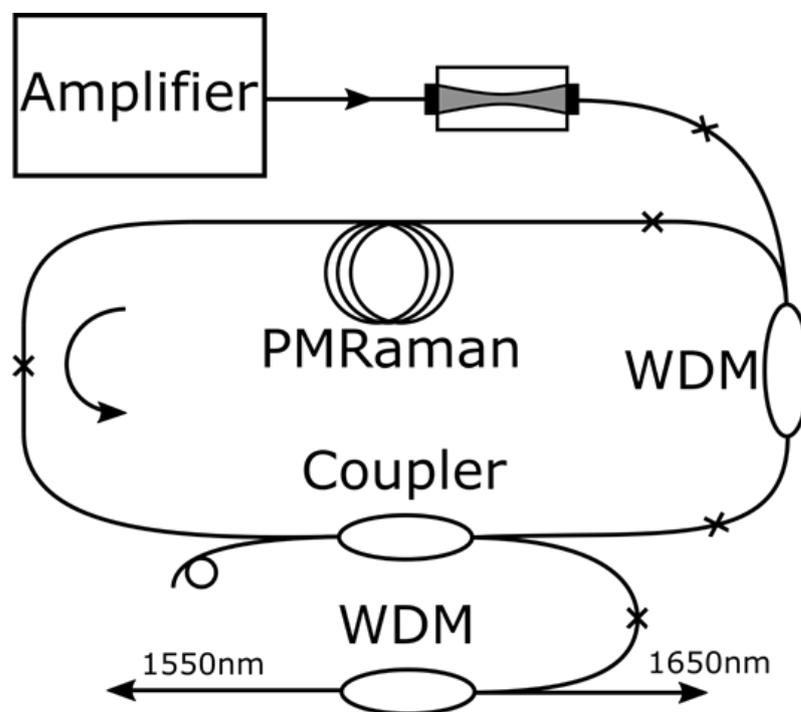


Рис. 4.6. Схема генератора РДС используемая в эксперименте

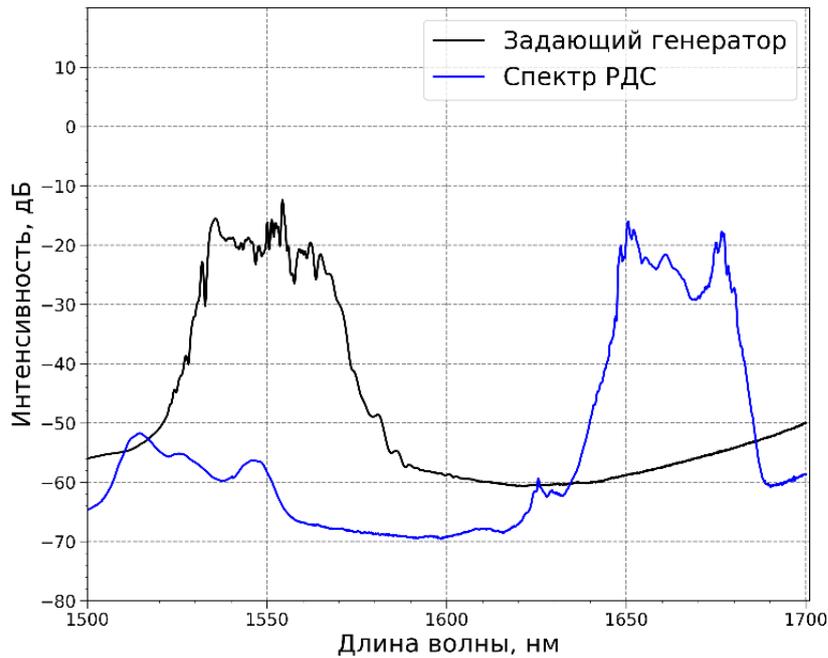


Рис. 4.7. Сравнение спектров задающего генератора и получаемых стоксовых импульсов

ции импульса стоксовой волны. В текущей схеме используется сдвиг 13 ТГц в германосиликатной матрице световода в волокне РМ Raman, уже использовавшемся ранее для задающего генератора. Данное волокно было специально разработано для рамановских усилителей и других приложений, где требуется высокий коэффициент рамановского усиления. Для длины волны накачки 1551 нм этот коэффициент составляет  $2,5 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ . Импульсы задающего генератора, усиленные в разработанной системе УЧИ, инжестировались во внешнее кольцо, собранное из 30 м РМ Raman и 2 м волокна с сохранением поляризации от WDM и выходного ответвителя (рис. 4.6). Важно отметить, что выходной коннектор усилителя обладал увеличенным диаметром моды 20 мкм, поэтому для согласования использовалась система объемной оптики, состоящая из двух коллиматоров. Данное решение, однако внесло высокие потери порядка 60-70%, что может быть исправлено использованием специально подготовленного тейпера. Очень важным аспектом для получения генерации являлось согласование частот повторения задающего генератора и внешнего резонатора. Это дости-

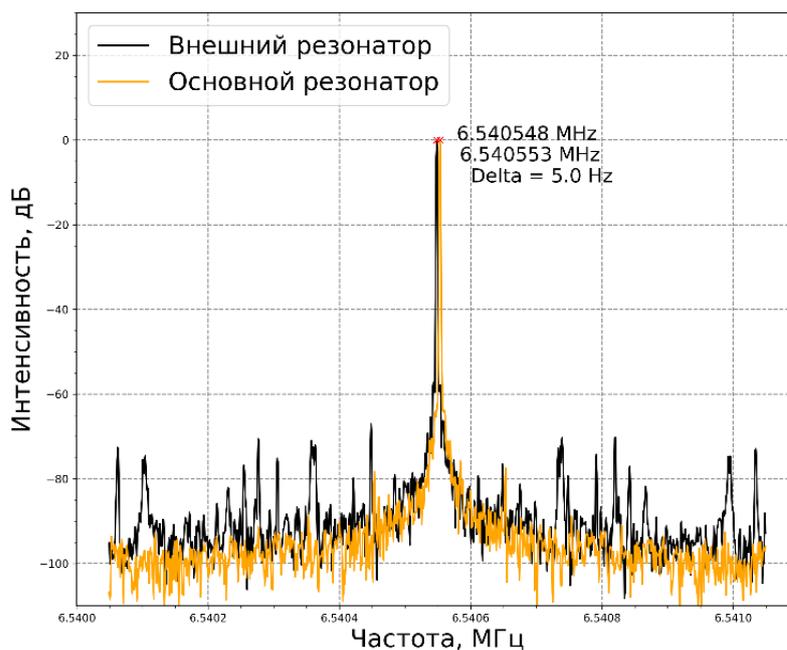


Рис. 4.8. Радиочастотный спектр задающего генератора и РДС из внешнего резонатора.

галось путем изменения длин волокон резонатора с точностью до нескольких миллиметров. Разница частот обхода детектировалась с помощью осциллографа и радиочастотного анализатора спектра. Для более точной подстройки варьировалось расстояние между коллиматором и дифракционной решеткой в перестраиваемом фильтре задающего генератора. Такая подстройка позволяла работать в диапазоне 6 мкм. В итоге, была получена генерация РДС с центральной длиной волны 1660 нм. Спектры как задающего генератора, так и получаемых РДС представлены на рис. 4.7. Исходя из полученных данных видно, что спектр РДС обладает характерным для СЧДС резкими краями. При этом радиочастотным анализатором спектра измерена разница частот обхода между задающим генератором и РДС из внешнего резонатора. Данная разница не превышает 5 Гц, что составляет погрешность измерения, поэтому данная оценка является верхней границей.

Спектральная зависимость оптического спектра от мощности накачки представлена на рис. 4.9. Видно, что генерация начинается при средней мощности

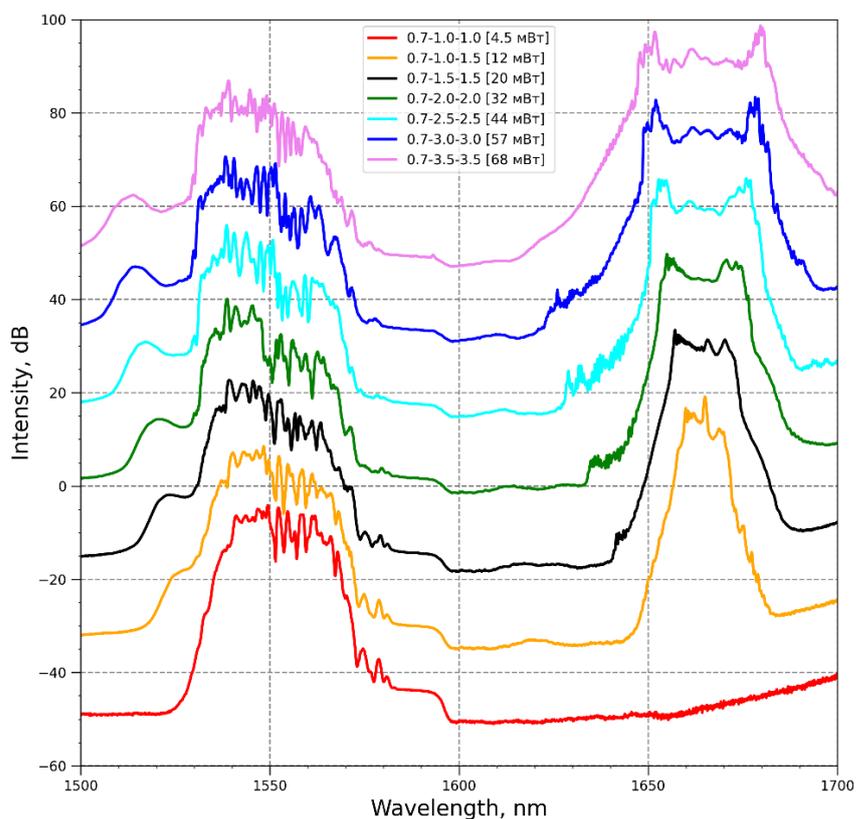


Рис. 4.9. Зависимость оптического спектра, генерируемых РДС от мощности импульсов накачки на входе во внешний резонатор.

выше 4,5 мВт и наблюдалась до 68 мВт. Повышение накачки приводит к увеличению ширины спектра рамановского импульса, что потенциально может привести к уменьшению спектрально-ограниченной длительности генерируемых РДС.

Были измерены уровни мощности импульсов на входе и выходе внешнего резонатора (рис. 4.10). Все значения измерялись в зависимости от уровня мощности импульса накачки после усилителя. Серия «0» представляет значения мощности импульсов накачки на входе во внешний резонатор. Серии «1» и «2» – мощности генерируемых РДС и остаточной накачки соответственно. Суммарная мощность на выходе из внешнего резонатора представлена в серии «3». Исходя из данных была посчитана дифференциальная эффективность перекачки, которая составила 85%, что существенно выше эффективности параметрического преобразования 22% [5] в, а также активной системы на тулии 40,3% в [99].

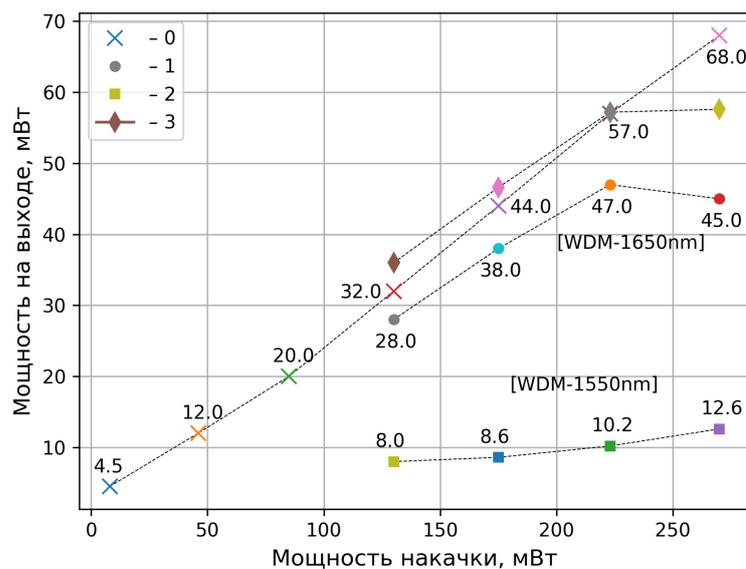


Рис. 4.10. Мощностные характеристики системы, по горизонтальной оси – мощность импульсов накачки после усилителя. Обозначения серий: «0» - импульс накачки на входе во внешний резонатор, «1» - РДС, «2» - отработавшая накачка, «3» - суммарная мощность накачки и РДС на выходе из внешнего резонатора.

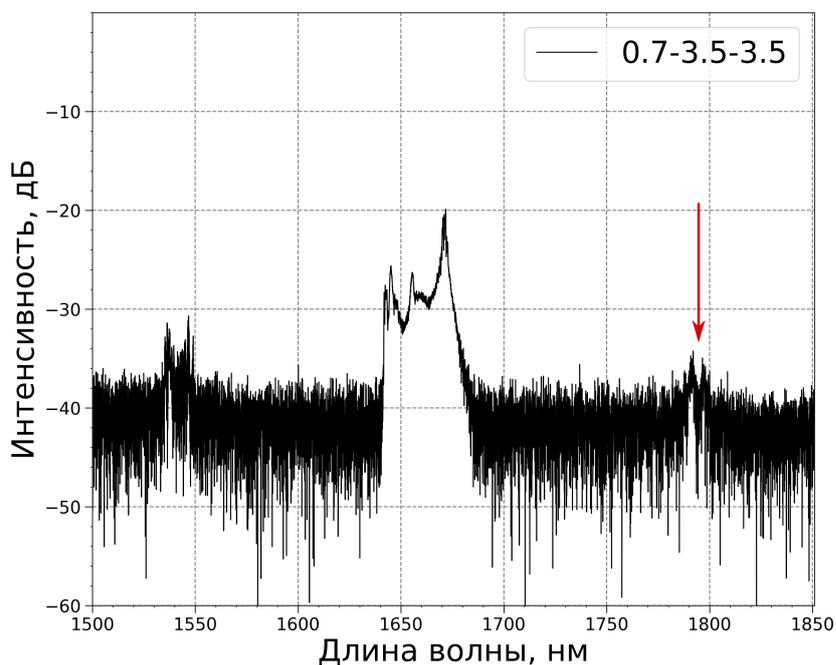


Рис. 4.11. Измерение оптического спектра излучения на выходе из внешнего резонатора. Красная стрелка указывает на излучение в области ожидаемой длины волны стокового импульса второго порядка.

Видно, что, при мощностях импульса накачки на входе в резонатор выше 57 мВт наблюдается насыщение мощности стоксового импульса. Такое поведение может свидетельствовать о достижении стоксового импульса энергии, сравнимой с порогом ВКР. В таком случае становится возможным наблюдение генерации второго стоксового импульса вблизи 1800 нм. Используемый оптический анализатор спектра имел ограничение на 1730 нм, поэтому для проверки данной гипотезы использовался другой анализатор спектра (Thorlabs OSA203B), позволяющий измерять длины волн в диапазоне 1–2,6 мкм. Действительно, при увеличении тока накачки наблюдается присутствие спектральных компонент на длине волны 1790 нм, что подтверждает гипотезу о генерации следующего порядка стоксового излучения во внешнем резонаторе (рис. 4.11).

## Заключение

Новизна данной работы заключается в расширении спектрального диапазона генерации фемтосекундных импульсов за счет генерации РДС посредством эффекта ВКР. Также впервые метод пространственного разделения физических процессов был применен в волоконных лазерах эрбиевого спектрального диапазона. С практической точки зрения это значит, что, используя результаты данной работы, становится возможным создание волоконных источников излучения вблизи второго окна прозрачности воды для нелинейной микроскопии биологических объектов. В ходе работы были получены следующие результаты:

1. Исследована генерация сильночирпованных диссипативных солитонов в волоконном резонаторе с пространственным разделением эффектов нелинейного вращения поляризации и эволюции импульса на длине волны 1550 нм. Были проведены эксперименты по увеличению энергии импульсов за счет удлинения резонатора. Продемонстрировано увеличение энергии с 0,9 до 3,3-3,9 нДж.
2. Проведено моделирование с целью выявления факторов, влияющих на переход «сильночирпованные диссипативные солитоны - шумоподобные импульсы», в результате чего было обнаружено, что одним из таковых факторов является шум активной среды. Установлено, что увеличение уровня шумов на 10 дБ может быть подавлено использованием спектрального фильтра, обладающего контрастом более 12 дБ.
3. В качестве альтернативы генератору сильночирпованных диссипативных солитонов был создан источник солитонов, управляемых дисперсией, с длинным резонатором и пространственным разделением эффектов нелинейного вращения поляризации и эволюции импульса, в котором продемонстрирована только многоимпульсная генерация. Суммарная диспер-

сия групповых скоростей второго и третьего порядка всего резонатора и активных волокон определялась из распределения пиков Келли в режиме генерации солитонов в аномальной дисперсии. Обозначена проблема, связанная с необходимостью прецизионной и непрерывной подстройки внутррезонаторной дисперсии в лазере.

4. Установлено, что наиболее реализуемой стратегией для генерации рамановских диссипативных солитонов на длинах волн 1,6-1,7 мкм является вариант «задающий генератор – усилитель – внешний резонатор».
5. Для генератора сильночирпованных диссипативных солитонов собран перестраиваемый фильтр на объемной дифракционной решетке и двойном волоконном коллиматоре. Такая конфигурация позволила получить генерацию целевых импульсов с перестраиваемой длиной волны. Дополнительно было произведено сравнение ширины спектра импульса в различных точках резонатора: из поляризационного делителя пучка и непосредственно перед фильтром.
6. Проведены эксперименты и моделирование усиления импульсов, определены параметры оптимальной конфигурации усилителя, позволяющей получить усиление до энергии 29,8 нДж без значительных нелинейных искажений импульсов, что оказалось достаточно для использования данных импульсов в качестве накачки внешнего резонатора и дальнейшего получения рамановских диссипативных солитонов с длиной волны вблизи 1,7 мкм.
7. Основным достижением данной работы является получения генерации рамановских диссипативных солитонов на длинах волн 1,7 мкм. Продемонстрировано, что метод генерации такого вида импульсов во внешнем резонаторе может быть успешно использован в других спектральных диапазонах.

8. Была исследована зависимость оптического спектра получаемых импульсов от мощности импульса накачки. Показана рекордная эффективность преобразования в 85%. Из полученных данных следует, что дальнейший рост энергии рамановского диссипативного солитона ограничен появлением стоксового импульса следующего порядка.

Основные результаты диссертации были опубликованы в работах [83, 86–88, 96, 98].

Среди дальнейших направлений исследования автор видит оптимизацию внешнего резонатора с целью получения стабильного режима работы, ориентированного на практическое применение. Также перспективно провести более детальную характеристику полученных импульсов, а именно: измерение FROG-спектрограмм как импульса накачки, так и сигнального импульса, и исследование зависимости длительности РДС от энергии импульса накачки. Последним возможным направлением развития данной работы может стать исследование зависимости генерируемых импульсов от типа импульсов накачки.

## Список сокращений и условных обозначений

- $\beta_2$  — дисперсия групповых скоростей
- $\beta_3$  — дисперсия третьего порядка
- $L$  — длина резонатора/волокна
- $c$  — скорость света в вакууме
- $c_n$  — скорость света в среде с показателем преломления  $n$
- АКФ — автокорреляционная функция
- ВКР — вынужденное комбинационное рассеяние
- ДГС — дисперсия групповых скоростей (Group velocity dispersion, GVD)
- ДС — диссипативный солитон
- НВП — нелинейное вращение поляризации (Nonlinear polarization evolution/rotation, NPE/NPR)
- НУШ — нелинейное уравнение Шрёдингера
- РДС — рамановский диссипативный солитон
- ССО — спектрально-селективный ответвитель (Wavelength-division multiplexer, WDM)
- СУД — солитон, управляемый дисперсией (Dispersion managed soliton, DM soliton)
- СЧДС — сильночирпованный диссипативный солитон
- УСЭ — усиленная спонтанная эмиссия (Amplified spontaneous emission, ASE)

- УЧИ — усиление чирпованных импульсов (Chirped pulse amplification, CPA)
- ФКВ — фотонно-кристаллическое волокно
- DCF — dispersion compensating fiber, волокно с компенсированной дисперсией
- DSF — dispersion shifted fiber, волокно со смещенной дисперсией
- EDF — Erbium-doped fiber, активное волокно, легированное ионами эрбия
- FROG — Frequency Resolved Optical Gating, частотно разрешенное оптическое стробирование
- ISO — волоконный оптический изолятор
- LD — laser diod, лазерный диод
- NALM — nonlinear amplifying loop mirror, нелинейное усиливающее петлевое зеркало
- NOLM — nonlinear optical loop mirror, нелинейное оптическое петлевое зеркало
- PC — polarisation controller, контроллер поляризации
- PBS — polarisation beam splitter, поляризационный делитель пучка
- PF — polarisation filter, поляризационный фильтр
- PM — polarisation maintaining, с сохранением поляризации
- PM SMF — polarisation maintaining single mode fiber, одномодовое волокно с сохранением поляризации

- SESAM — semiconductor saturable absorbing mirror, полупроводниковое зеркало с насыщающимся поглощением
- SF — spectral filter, спектральный фильтр
- SMF — single mode fiber, одномодовое волокно
- VDL — variable delay line, перестраиваемая линия задержки

## Список литературы

1. *Chang G., Wei Zh.* Ultrafast fiber lasers: an expanding versatile toolbox // *Iscience*. — 2020. — Vol. 23, no. 5. — P. 101101.
2. *Zipfel W. R., Williams R. M., Webb W. W.* Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences // *Nature biotechnology*. — 2003. — Vol. 21, no. 11. — P. 1369–1377.
3. *Freudiger C. W., Yang W., Holtom G. R. et al.* Stimulated Raman scattering microscopy with a robust fibre laser source // *Nature photonics*. — 2014. — Vol. 8, no. 2. — P. 153–159.
4. *Xu C., Wise F. W.* Recent advances in fibre lasers for nonlinear microscopy // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7, no. 11. — P. 875–882.
5. *Qin Y., Batjargal O., Cromey B., Kieu K.* All-fiber high-power 1700 nm femtosecond laser based on optical parametric chirped-pulse amplification // *Optics express*. — 2020. — Vol. 28, no. 2. — P. 2317–2325.
6. *Woodward R. I.* Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers // *Journal of Optics (United Kingdom)*. — 2018. — Vol. 20, no. 3.
7. *Kharenko D. S., Babin S. A.* Generation of dissipative solitons in femtosecond fiber lasers // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*. — 2013. — Vol. 49, no. 4. — P. 399–415.
8. *Tamura K., Ippen E. P., Haus H. A., Nelson L. E.* 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser // *Optics letters*. — 1993. — Vol. 18, no. 13. — P. 1080–1082.
9. *Lim H., Ilday F. Ö., Wise F. W.* Generation of 2-nJ pulses from a femtosecond ytterbium fiber laser // *Opt. Lett.* — 2003. — Vol. 28, no. 8. — P. 660–662.
10. *Grellu Ph., Akhmediev N.* Dissipative solitons for mode-locked lasers // *Nature photonics*. — 2012. — Vol. 6, no. 2. — P. 84–92.
11. *Kharenko D. S., Shtyrina O. V., Yarutkina I. A. et al.* Highly chirped dissipative solitons as a one-parameter family of stable solutions of the cubic-quintic

- Ginzburg-Landau equation // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2011. — Vol. 28, no. 10. — P. 2314–2319.
12. Oktem B., Ulgudur C., Ilday F. O. Soliton-similariton fibre laser // *Nat. Photonics.* — 2010. — Vol. 4, no. 5. — P. 307–311.
  13. Bale B. G., Wabnitz S. Strong spectral filtering for a mode-locked similariton fiber laser // *Optics letters.* — 2010. — Vol. 35, no. 14. — P. 2466–2468.
  14. Lefrançois S., Kieu K., Deng Y. et al. Scaling of dissipative soliton fiber lasers to megawatt peak powers by use of large-area photonic crystal fiber. // *Opt. Lett.* — 2010. — Vol. 35, no. 10. — P. 1569–1571.
  15. Kharenko D. S., Gonta V. A., Babin S. A. 50 nJ 250 fs all-fibre Raman-free dissipative soliton oscillator // *Laser Phys. Lett.* — 2016. — Vol. 13, no. 2. — P. 25107.
  16. Renninger W. H., Chong A., Wise F. W. Giant-chirp oscillators for short-pulse fiber amplifiers // *Opt. Lett.* — 2008. — Vol. 33, no. 24. — P. 3025–3027.
  17. Kharenko D. S., Podivilov E. V., Apolonski A. A., Babin S. A. 20 nJ 200 fs all-fiber highly-chirped dissipative soliton oscillator // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 19. — P. 4104–4106.
  18. Lefrançois S., Sosnowski T. S., Liu C.-H. et al. Energy scaling of mode-locked fiber lasers with chirally-coupled core fiber // *Optics express.* — 2011. — Vol. 19, no. 4. — P. 3464–3470.
  19. Chong A., Wright L. G., Wise F. W. Ultrafast fiber lasers based on self-similar pulse evolution: a review of current progress // *Rep. Prog. Phys.* — 2015. — Vol. 78, no. 11. — P. 113901.
  20. Ippen E. P. Principles of passive mode locking // *Applied Physics B.* — 1994. — Vol. 58, no. 3. — P. 159–170.
  21. Lau K. Y., Hou D. Recent research and advances of material-based saturable absorber in mode-locked fiber laser // *Optics & Laser Technology.* — 2021. — Vol. 137. — P. 106826.

22. *Zhu R., Qi Y., Meng J.* Novel nanomaterials based saturable absorbers for passive mode locked fiber laser at 1.5  $\mu\text{m}$  // *Nanotechnology*. — 2022. — Vol. 33, no. 18. — P. 182002.
23. *Cabasse A., Gaponov D., Ndao K. et al.* 130 mW average power, 4.6 nJ pulse energy, 10.2 ps pulse duration from an  $\text{Er}^{3+}$  fiber oscillator passively mode locked by a resonant saturable absorber mirror // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 14. — P. 2620.
24. *Debnath P. C., Park J., Scott A. M. et al.* In situ synthesis of graphene with telecommunication lasers for nonlinear optical devices // *Advanced Optical Materials*. — 2015. — Vol. 3, no. 9. — P. 1264–1272.
25. *Chen T., Chen H., Wang D.N.* Graphene saturable absorber based on slightly tapered fiber with inner air-cavity // *Journal of Lightwave Technology*. — 2015. — Vol. 33, no. 11. — P. 2332–2336.
26. *Tarka J., Boguslawski J., Sobon G. et al.* Power Scaling of an All-PM Fiber Er-Doped Mode-Locked Laser Based on Graphene Saturable Absorber // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2017. — Vol. 23, no. 1. — P. 1–6.
27. *Sobon G., Sotor J., Pasternak I. et al.* Multilayer graphene-based saturable absorbers with scalable modulation depth for mode-locked Er-and Tm-doped fiber lasers // *Optical Materials Express*. — 2015. — Vol. 5, no. 12. — P. 2884–2894.
28. *Steinberg D., Zapata J. D., de Souza E. A T., Saito L. A.M.* Mechanically exfoliated graphite onto D-shaped optical fiber for femtosecond mode-locked erbium-doped fiber laser // *Journal of Lightwave Technology*. — 2018. — Vol. 36, no. 10. — P. 1868–1874.
29. *Krylov A. A., Sazonkin S. G., Arutyunyan N. R. et al.* Performance peculiarities of carbon-nanotube-based thin-film saturable absorbers for erbium fiber laser mode-locking // *JOSA B*. — 2016. — Vol. 33, no. 2. — P. 134–142.
30. *Gladush Y., Mkrtchyan A. A., Kopylova D. S. et al.* Ionic liquid gated car-

- bon nanotube saturable absorber for switchable pulse generation // *Nano letters*. — 2019. — Vol. 19, no. 9. — P. 5836–5843.
31. *Khazaeinezhad R., Kassani S. H., Jeong H. et al.* Femtosecond soliton pulse generation using evanescent field interaction through Tungsten disulfide (WS<sub>2</sub>) film // *Journal of Lightwave Technology*. — 2015. — Vol. 33, no. 17. — P. 3550–3557.
  32. *Peng J., Zhan L., Gu Zh. et al.* Direct Generation of 4.6-nJ 78.9-fs Dissipative Solitons in an All-Fiber Net-Normal-Dispersion Er-Doped Laser // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2012. — Vol. 24, no. 2. — P. 98–100.
  33. *Buckley J. R., Clark S. W., Wise F. W.* Generation of ten-cycle pulses from an ytterbium fiber laser with cubic phase compensation // *Optics letters*. — 2006. — Vol. 31, no. 9. — P. 1340–1342.
  34. *Szczepanek J., Kardaś T. M., Radzewicz C., Stepanenko Y.* Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 3. — P. 575–578.
  35. *Szczepanek J., Kardaś T. M., Radzewicz C., Stepanenko Y.* Nonlinear polarization evolution of ultrashort pulses in polarization maintaining fibers // *Optics express*. — 2018. — Vol. 26, no. 10. — P. 13590–13604.
  36. *Nielsen C. K., Keiding S. R.* All-fiber mode-locked fiber laser // *Optics letters*. — 2007. — Vol. 32, no. 11. — P. 1474–1476.
  37. *Lai W. J., Shum P., Binh L. N.* NOLM-NALM fiber ring laser // *IEEE journal of quantum electronics*. — 2005. — Vol. 41, no. 7. — P. 986–993.
  38. *Smirnov S, Kobtsev S, Ivanenko A et al.* Layout of NALM fiber laser with adjustable peak power of generated pulses // *Optics letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 9. — P. 1732–1735.
  39. *Hänsel W., Hoogland H., Giunta M. et al.* All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation // *Applied Physics B*. — 2017. — Vol. 123, no. 1. — P. 41.
  40. *Li D., Li L., Zhou J. et al.* Characterization and compression of dissipative-

- soliton-resonance pulses in fiber lasers // *Scientific reports*. — 2016. — Vol. 6, no. 1. — P. 1–7.
41. *Smirnov S., Kobtsev S., Ivanenko A. et al.* Layout of NALM fiber laser with adjustable peak power of generated pulses // *Optics letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 9. — P. 1732–1735.
  42. *Kokhanovskiy A., Kobtsev S., Ivanenko A., Smirnov S.* Properties of artificial saturable absorbers based on NALM with two pumped active fibres // *Laser Physics Letters*. — 2018. — Vol. 15, no. 12. — P. 125101.
  43. *Babin S. A., Podivilov E. V., Kharenko D. S. et al.* Multicolour nonlinearly bound chirped dissipative solitons // *Nature Communications*. — 2014. — Vol. 5, no. 1. — P. 4653.
  44. *Churin D., Olson J., Norwood R. A. et al.* High-power synchronously pumped femtosecond Raman fiber laser // *Optics letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 11. — P. 2529–2532.
  45. *Podivilov E. V., Kharenko D. S., Bednyakova A. E. et al.* Spectral comb of highly chirped pulses generated via cascaded FWM of two frequency-shifted dissipative solitons // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 2905.
  46. *Koliada N. A., Pivtsov V. S., Kuznetsov S. A. et al.* Er: fiber-based femtosecond frequency comb stabilized to an Yb<sup>+</sup> single-ion optical frequency standard // *Laser Physics Letters*. — 2021. — Vol. 19, no. 1. — P. 015102.
  47. *Krauss G., Lohss S., Hanke T. et al.* Synthesis of a single cycle of light with compact erbium-doped fibre technology // *Nature photonics*. — 2010. — Vol. 4, no. 1. — P. 33–36.
  48. *Washburn B. R., Diddams S. A., Newbury N. R. et al.* Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared // *Optics letters*. — 2004. — Vol. 29, no. 3. — P. 250–252.
  49. *Oxenløwe L. K.* Single-laser super-channel // *Nature Photonics*. — 2011. — Vol. 5, no. 6. — P. 329–331.
  50. *Kotov L., Likhachev M., Bubnov M. et al.* 1700-nm High-Energy All-Fiber

- Format Femtosecond Laser // 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference. — Optical Society of America, 2015.
51. Chong Sh. P., Merkle C. W., Cooke D. F. et al. Noninvasive, in vivo imaging of subcortical mouse brain regions with 1.7  $\mu\text{m}$  optical coherence tomography // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 21. — P. 4911.
  52. Li C., Wei X., Kong C. et al. Fiber chirped pulse amplification of a short wavelength mode-locked thulium-doped fiber laser // *APL Photonics*. — 2017. — Vol. 2, no. 12. — P. 121302.
  53. Emami S. D., Dashtabi M. M., Lee H. J. et al. 1700 nm and 1800 nm band tunable thulium doped mode-locked fiber lasers // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 12747.
  54. Noronen T., Okhotnikov O., Gumenyuk R. Electronically tunable thulium-holmium mode-locked fiber laser for the 1700-1800 nm wavelength band // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24, no. 13. — P. 14703.
  55. Firstov S., Alyshev S., Melkumov M. et al. Bismuth-doped optical fibers and fiber lasers for a spectral region of 1600–1800 nm // *Optics Letters*. — 2014. — Vol. 39, no. 24. — P. 6927.
  56. Firstov S. V., Alyshev S. V., Riumkin K. E. et al. Laser-Active Fibers Doped with Bismuth for a Wavelength Region of 1.6-1.8  $\mu\text{m}$  // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2018. — Vol. 24, no. 5.
  57. Traxer O., Keller E. X. Thulium fiber laser: the new player for kidney stone treatment? A comparison with Holmium: YAG laser // *World journal of urology*. — 2020. — Vol. 38, no. 8. — P. 1883–1894.
  58. Peterka P., Kasik I., Dhar A. et al. Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced  $^3H_4$  level lifetime // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 3. — P. 2773.
  59. Chen Sh., Chen Y., Kunliu et al. High-energy Pulse Generation at 1.76  $\mu\text{m}$  from All-fiber Laser Configuration using Normal Dispersion Thulium-doped

- Fiber // Laser Congress 2020 (ASSL, LAC). — Washington, D.C. : OSA, 2020. — P. ATh1A.3.
60. *Chen Sh., Chen Y., Liu K. et al.* All-fiber short-wavelength tunable mode-locked fiber laser using normal dispersion thulium-doped fiber // *Optics Express*. — 2020. — Vol. 28, no. 12. — P. 17570.
  61. *Chen J.-X., Li X.-Y., Li T.-J. et al.* 17- $\mu\text{m}$  dissipative soliton Tm-doped fiber laser // *Photonics Research*. — 2021. — Vol. 9, no. 5. — P. 873.
  62. *Dianov E. M.* Bismuth-doped optical fibers: a challenging active medium for near-IR lasers and optical amplifiers // *Light: Science & Applications*. — 2012. — Vol. 1, no. 5. — P. e12–e12.
  63. *Khegai A., Melkumov M., Riumkin K. et al.* NALM-based bismuth-doped fiber laser at 1.7  $\mu\text{m}$  // *Optics letters*. — 2018. — Vol. 43, no. 5. — P. 1127–1130.
  64. *Nguyen T. N., Kieu K., Churin D. et al.* High Power Soliton Self-Frequency Shift With Improved Flatness Ranging From 1.6 to 1.78  $\mu\text{m}$  // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2013. — Vol. 25, no. 19. — P. 1893–1896.
  65. *Horton N. G., Wang K., Kobat D. et al.* In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain // *Nature photonics*. — 2013. — Vol. 7, no. 3. — P. 205–209.
  66. *Cadroas P., Abdeladim L., Kotov L. et al.* All-fiber femtosecond laser providing 9 nJ, 50 MHz pulses at 1650 nm for three-photon microscopy // *Journal of Optics*. — 2017. — Vol. 19, no. 6. — P. 065506.
  67. *Soboń G., Martynkien T., Tarnowski K. et al.* Generation of sub-100 fs pulses tunable from 1700 to 2100 nm from a compact frequency-shifted Er-fiber laser // *Photonics Research*. — 2017. — Vol. 5, no. 3. — P. 151–155.
  68. *Wong G. K. L., Murdoch S. G., Leonhardt R. et al.* High-conversion-efficiency widely-tunable all-fiber optical parametric oscillator // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, no. 6. — P. 2947–2952.
  69. *Nguyen T. N., Kieu K., Maslov A. V. et al.* Normal dispersion femtosec-

- ond fiber optical parametric oscillator // *Optics letters*. — 2013. — Vol. 38, no. 18. — P. 3616–3619.
70. *Zhu Y.-H., Shen P.-S., Zhen S.-K. et al.* Watt-level all-fiber 1.7- $\mu\text{m}$  picosecond synchronously pumped Raman laser // *Optik*. — 2022. — Vol. 257. — P. 168829.
71. *Shabtay G., Eidinger E., Zalevsky Z. et al.* Tunable birefringent filters—optimal iterative design // *Optics express*. — 2002. — Vol. 10, no. 26. — P. 1534–1541.
72. *Ozgören K., Ilday F. O.* All-fiber all-normal dispersion laser with a fiber-based Lyot filter. — 2010.
73. *Nyushkov B., Kobtsev S., Antropov A. et al.* Femtosecond 78-nm tunable Er: fibre laser based on drop-shaped resonator topology // *Journal of Lightwave Technology*. — 2019. — Vol. 37, no. 4. — P. 1359–1363.
74. *DeLong K. W., Trebino R., Hunter J., White W. E.* Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation // *JOSA B*. — 1994. — Vol. 11, no. 11. — P. 2206–2215.
75. *Strickland D., Mourou G.* Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics communications*. — 1985. — Vol. 55, no. 6. — P. 447–449.
76. *Maine P., Strickland D., Bado P. et al.* Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification // *IEEE Journal of Quantum electronics*. — 1988. — Vol. 24, no. 2. — P. 398–403.
77. *Yablon A. D.* Optical Fiber Fusion Splicing. Springer Series in Optical Sciences. — Springer, 2005.
78. *Kelley P. L., Kaminow I. P., Agrawal G. P.* Nonlinear fiber optics. — 2001. — P. 458.
79. *Grüner-Nielsen L., Knudsen S. N., Edvold B. et al.* Dispersion Compensating Fibers // *Optical Fiber Technology*. — 2000. — Vol. 6, no. 2.
80. *Antos A. J., Smith D. K.* Design and characterization of dispersion compensating fiber based on the LP<sub>01</sub> mode // *Journal of Lightwave Technology*. —

1994. — Vol. 12, no. 10. — P. 1739–1745.
81. *Edvold B., Gruner-Nielsen L.* New technique for reducing the splice loss to dispersion compensating fiber // Proceedings of European Conference on Optical Communication. — Vol. 2. — 1996. — P. 245–248 vol.2.
  82. *Kharenko, D. S. and Shtyrina, O. V. and others.* Generation and scaling of highly-chirped dissipative solitons in an Yb-doped fiber laser // *Laser Physics Letters*. — 2012. — Vol. 9, no. 9. — P. 662.
  83. *Zhdanov I. S., Kharenko D. S., Podivilov E. V. et al.* Generation of highly-chirped dissipative solitons in Er-doped all-fiber oscillator // 2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS) / IEEE. — 2017. — P. 1605–1609.
  84. *Podivilov E. V., Kalashnikov V. L.* Heavily-chirped solitary pulses in the normal dispersion region: New solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation // *JETP Lett.* — 2005. — Vol. 82, no. 8. — P. 467–471.
  85. *Nikodem M., Abramski K. M.* 169 MHz repetition frequency all-fiber passively mode-locked erbium doped fiber laser // *Opt. Commun.* — 2010. — Vol. 283, no. 1. — P. 109–112.
  86. *Kharenko D. S., Zhdanov I. S., Bednyakova A. E. et al.* All-fiber highly chirped dissipative soliton generation in the telecom range // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 16.
  87. *Жданов И. С., Харенко Д. С., Бабин С. А.* Полностью волоконный эрбиевый лазер с синхронизацией мод с высокой энергией в импульсе // *Прикладная Фотоника*. — 2018. — Т. 3. — С. 173–179.
  88. *Zhdanov I. S., Bednyakova A. E., Volosi V. M., Kharenko D. S.* Energy scaling of an erbium-doped mode-locked fiber laser oscillator // *OSA Continuum*. — 2021. — Vol. 4, no. 10. — P. 2663.
  89. *Finot C.* Influence of the pumping configuration on the generation of optical similaritons in optical fibers // *Optics communications*. — 2005. — Vol. 249, no. 4-6. — P. 553–561.

90. Haus H. A., Tamura K., Nelson L. E., Ippen E. P. Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment // *IEEE Journal of quantum electronics*. — 1995. — Vol. 31, no. 3. — P. 591–598.
91. Diddams S., Diels J.-C. Dispersion measurements with white-light interferometry // *JOSA B*. — 1996. — Vol. 13, no. 6. — P. 1120–1129.
92. Lee J. Y., Kim D. Y. Versatile chromatic dispersion measurement of a single mode fiber using spectral white light interferometry // *Optics express*. — 2006. — Vol. 14, no. 24. — P. 11608–11615.
93. Dennis M. L., Duling I. N. Experimental study of sideband generation in femtosecond fiber lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1994. — Vol. 30, no. 6. — P. 1469–1477.
94. Cautaerts V., Maruta A., Kodama Y. On the dispersion managed soliton // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. — 2000. — Vol. 10, no. 3. — P. 515–528.
95. [Online Source] *GitHub*. PyOFFS. — *Git Hub* [\url{https://github.com/galilley/pyofss}](https://github.com/galilley/pyofss).
96. Bednyakova A. E., Kharenko D. S., Zhdanov I. et al. Raman dissipative solitons generator near 1.3  $\mu\text{m}$ : limiting factors and further perspectives // *Optics Express*. — 2020. — Vol. 28, no. 15. — P. 22179–22185.
97. Kharenko D. S., Efremov V. D., Babin S. A. Study on harmonic generation regimes of Raman dissipative solitons in an external fibre cavity in a spectral region of 1.3  $\mu\text{m}$  // *Quantum Electronics*. — 2019. — Vol. 49, no. 7. — P. 657.
98. Zhdanov I., Kharenko D. S., Bednyakova A. E. et al. All-fiber pulsed laser source based on Raman dissipative soliton generation for biological tissue analysis // *Ultrafast Nonlinear Imaging and Spectroscopy VIII / International Society for Optics and Photonics*. — Vol. 11497. — 2020. — P. 1149717.
99. Chen J.-X., Zhan Z.-Y., Li C. et al. 1.7  $\mu\text{m}$  Tm-fiber chirped pulse amplification system with dissipative soliton seed laser // *Optics Letters*. — 2021. — Vol. 46, no. 23. — P. 5922.