

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук»

На правах рукописи

Коптев Максим Юрьевич

**Разработка перестраиваемого полностью
волоконного источника фемтосекундных
импульсов на основе гибридной Er-Tm
лазерной системы.**

1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель к.ф.-м.н.
Ким Аркадий Валентинович

Нижний Новгород – 2021

Оглавление

Список основных обозначений.....	4
Введение	5
Глава 1. Мощные фемтосекундные волоконные системы на основе волокон с большой площадью поля моды.	12
1.1 Ограничения максимальной пиковой мощности в волоконных лазерных системах и методы ее увеличения.....	12
1.2 Эрбиевая волоконная система – источник ультракоротких лазерных импульсов	19
1.3 Активный эрбиевый световод с большой площадью поля моды (LMA)	22
1.4 Построение мощной лазерной системы на основе LMA световода: полностью волоконный режим и CPA схема.....	26
1.5 Перестройка излучения эрбиевой волоконной системы в микронный диапазон – генерация дисперсионных волн.....	31
1.6 Конусный активный эрбиевый световод.....	33
1.7 Построение мощной CPA эрбиевой лазерной системы на основе конусного активного световода.....	37
1.8 Выводы.....	40
Глава 2. Разработка гибридной Er-Tm фемтосекундной лазерной системы.....	41
2.1 Перестройка длины волны эрбиевой волоконной системы в двухмикронный диапазон – рамановский самосдвиг частоты.....	41
2.2 Построение гибридной эрбий-тулиевой волоконной системы.....	47
2.3 Генерация двухцветных импульсов в активном тулиевом световоде....	53
2.4 Выводы.....	55
Глава 3. Преобразование фемтосекундных импульсов в средний ИК-диапазон в германатных и теллуридных световодах.	56

3.1 Перестройка фемтосекундных импульсов в средний ИК-диапазон - основные принципы.....	56
3.2 Нелинейные световоды прозрачные в среднем ИК-диапазоне: германатные, теллуритные и халькогенидные световоды.....	61
3.3 Генерация широкополосного суперконтинуума в германатных световодах	71
3.4 Генерация перестраиваемых рамановских солитонов в микроструктурированном теллуритном световоде	78
3.5 Выводы.....	87
Заключение.....	88
Благодарности.....	90
Список использованной литературы.....	93

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

CPA – chirped pulse amplification (усиление чирпованных импульсов)

LMA – large mode area (большая площадь поля моды)

MOPA – master oscillator power amplifier (усиление мощности задающего генератора)

ИК – инфракрасный

ДГС – дисперсия групповых скоростей

ФСМ – фазовая самомодуляция

АОМ – акусто-оптический модулятор

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

MCVD – modified chemical vapor deposition (модифицированное осаждение из газовой фазы)

FROG – frequency resolved optical gating (оптическое стробирование с разрешением по частоте)

TBP – time bandwidth product (произведение спектральной ширины импульса на его длительность)

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

В настоящее время волоконные лазерные системы получили широкое распространение во многих областях науки и техники, таких как спектроскопия, медицина, обработка материалов и многие другие. Основными преимуществами волоконных лазерных систем по сравнению с твердотельными аналогами являются компактные размеры, высокая стабильность, отсутствие необходимости настройки в процессе работы, простота изготовления, а также низкая стоимость за счет использования широко распространенных телекоммуникационных компонентов. Широкая полоса усиления активных волокон (эрбиевые, иттербиевые, тулиевые световоды) а также возможность гибкого управления дисперсионными свойствами волокон позволяют создавать полностью волоконные генераторы и усилители ультракоротких импульсов. Существенным отличием волоконных лазеров от твердотельных аналогов является большое влияние нелинейных эффектов, за счет малого диаметра моды. Этот факт накладывает ограничение на максимально достижимую пиковую мощность для полностью волоконных систем, однако большая нелинейность позволяет в свою очередь осуществлять перестройку длины волны лазерных импульсов в большом диапазоне длин волн. Основными нелинейными эффектами, позволяющими осуществить широкополосную перестройку лазерного излучения, являются генерация суперконтинуума, генерация рамановских самосмещаемых солитонов и генерация дисперсионных волн в области нормальной дисперсии. Совокупность данных эффектов при условии высокой пиковой мощности импульсов накачки позволяет осуществлять перестройку длины волны практически во всем диапазоне прозрачности кварцевых световодов. Первая глава диссертации посвящена разработке

мощных волоконных лазерных систем на основе активных волокон с большой площадью моды. Использование таких волокон позволяет достичь существенно больших пиковых мощностей в усилителе, по сравнению с традиционными световодами, за счет снижения влияния нелинейных эффектов при усилении коротких импульсов. В этой главе демонстрируется мощная эрбиевая CPA лазерная система на основе конусного активного волокна, генерирующая импульсы мегаваттного уровня пиковой мощности. А также эрбиевая система на основе LMA световода позволяющая получить фемтосекундные импульсы субмикроджоульного уровня энергии.

Однако для расширения диапазона перестройки лазерного излучения необходимы более длинноволновые источники, а также высоконелинейные световоды прозрачные в ближнем и среднем ик-диапазонах. Поэтому вторая глава диссертации посвящена разработке гибридной эрбий-тулиевой лазерной системы, которая генерирует фемтосекундные импульсы наноджоульного уровня энергии на длине волны 2 мкм. Данная система, однако, может использоваться не только для дальнейшего преобразования излучения. За счет полностью волоконного исполнения, а также высокой стабильности и хорошего качества выходных импульсов она может найти применение во многих областях, таких как спектроскопия, офтальмология, биомедицина. Третья глава диссертации посвящена непосредственно широкополосной перестройке лазерных импульсов в германатных и теллуритных световодах за счет генерации суперконтинуума, а также перестраиваемых рамановских солитонов. Используемые световоды специально создавались для задач нелинейного преобразования импульсов, они обладают малыми потерями в ближнем и среднем ик-диапазонах (германатные до 3 мкм, теллуритные до 5 мкм), специально подобранными дисперсионными характеристиками и высокой нелинейностью.

Цели диссертационной работы

- 1) Разработка мощных фемтосекундных эрбиевых CPA систем на основе активных LMA и конусного эрбиевых световодов.
- 2) Разработка гибридной полностью волоконной эрбий-тулиевой системы, генерирующей фемтосекундные импульсы на длине волны 2 мкм, а также демонстрация двухцветного (2 мкм + 2.3 мкм) режима работы тулиевого усилителя.
- 3) Экспериментальное исследование генерации широкополосного суперконтинуума в германатных световодах при накачке фемтосекундными импульсами на длинах волн 1.5 и 2 мкм
- 4) Экспериментальное исследование генерации перестраиваемых рамановских солитонов в микроструктурированных теллуритных световодах при накачке фемтосекундными импульсами на длинах волн 1.5 и 2 мкм

Научная новизна

- 1) Продемонстрирована фемтосекундная волоконная лазерная система на основе активного эрбиевого волокна с большой площадью поля моды. В режиме усиления чирпированных импульсов (CPA) в системе получены субмикроджоульные импульсы на длине волны 1.6 мкм длительностью 530 фс с пиковой мощностью 750 кВт. В полностью волоконном режиме получены импульсы с энергией 14 нДж и длительностью 70 фс. Пиковая мощность излучения составляет 165 кВт, что близко к рекордному значению для систем без внешнего компрессора.
- 2) Продемонстрирована CPA лазерная система на основе конусного эрбиевого световода. Получены импульсы на длине волны 1.56 мкм с энергией 8 мкДж и длительностью 500 фс, что соответствует пиковой мощности 10 МВт.

3) Экспериментально продемонстрирован режим генерации двухцветных оптически синхронизированных фемтосекундных импульсов в тулиевом волоконном усилителе, при котором один импульс имеет длину волны 2 мкм, а второй может быть перестроен в диапазоне 2.15 - 2.3 мкм.

4) Показана возможность генерации широкополосного суперконтинуума в диапазоне 1.5 – 3 мкм в германатных световодах с накачкой фемтосекундными импульсами на длине 1.5 мкм.

5) В ходе исследования преобразования спектра гибридной эрбий-тулиевой лазерной системы в микроструктурированных теллуридных световодах была показана возможность генерации перестраиваемых в диапазоне 1.6 - 2.65 мкм рамановских солитонов, с длительностью порядка 100 фс

Практическая значимость

1) Созданы мощные волоконные лазерные системы на основе LMA и конусного активных эрбиевых световодов с мегаваттной пиковой мощностью. Такие системы могут найти широкое применение в медицине, микрообработке материалов, а также имеют множество научных приложений.

2) Создана двухцветная тулиевая лазерная система, генерирующая импульсы на длинах волн 2 и 2.3 мкм, которая может быть использована в качестве затравки для мощных твердотельных Cr:ZnSe или Cr:ZnS усилителей.

3) Разработанные в ходе диссертационной работы источники излучения среднего ик-диапазона (1.5 – 3 мкм) могут найти широкое применение в задачах спектроскопии, дистанционного зондирования атмосферы и телекоммуникациях.

Результаты работы, выносимые на защиту:

- 1) Волоконная система, построенная по принципу МОРА и использующая в качестве оконечного усилителя эрбиевый конусный световод, способна в CPA режиме генерировать фемтосекундные импульсы с пиковой мощностью 10 МВт.
- 2) Тулиевый волоконный усилитель способен работать в режиме одновременной генерации двух длин волн: исходной 2 мкм и перестраиваемого в диапазоне 2.15 – 2.3 мкм солитона, генерирующегося непосредственно в активном волокне.
- 3) В пассивном германатном световоде может генерироваться широкополосный суперконтинуум при накачке фемтосекундными импульсами на длине волны 1.5 мкм
- 4) В микроструктурированном теллуридном световоде возможна генерация плавно перестраиваемых в широком диапазоне (1.6 – 2.65 мкм) рамановских солитонов при накачке фемтосекундными импульсами на выходе гибридной эрбий-тулиевой фемтосекундной волоконной системой.

Личный вклад диссертанта

Автор принимал активное участие в постановке задач исследования и выборе методов их решения. Все основные экспериментальные результаты были получены лично автором или при его определяющем участии. Автором были самостоятельно проведены эксперименты по усилению ультракоротких импульсов в эрбиевом конусном световоде, была разработана и исследована гибридная эрбий-тулиевая волоконная система, проведены эксперименты по нелинейному преобразованию длин волн в германатных и теллуридных световодах. Автор принимал участие в обработке и анализе экспериментальных данных, а также восстановлении формы оптических импульсов из FROG спектрограмм. Основные публикации были

подготовлены совместно с соавторами при активном участии автора. Также стоит отметить, что результаты, полученные в данной диссертации, неоднократно докладывались автором на российских и международных конференциях.

Обоснованность и достоверность полученных результатов обусловлена использованием актуальных методов исследования и современного научного оборудования, сравнением экспериментально полученных результатов с результатами численного моделирования, анализом литературных данных, а также результатами последующих исследований других научных групп.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на российских и международных научных конференциях: VIII Международная конференция молодых ученых и специалистов «ОПТИКА – 2013» (Россия, г. Санкт-Петербург, 2013 г.), Форум молодых ученых ННГУ (Россия, г. Нижний Новгород, 2013 г.), International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (Россия, г. Москва, 2013 г.), XIX и XX Нижегородская сессия молодых ученых (Россия, г. Нижний Новгород, 2014 и 2015 года), SPIE Photonics West Conference (США, г. Сан-Франциско 2014 и 2016 года), 7th EPS-QEOD EUROPHOTON CONFERENCE "Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources" (Австрия, г. Вена, 2016 г.)

По теме диссертации опубликовано 17 работ, из которых 9 статей в реферируемых научных журналах, 2 статьи в сборниках трудов и 6 тезисов докладов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации 106 страниц, включая 50 рисунков. Список литературы включает 103 наименования.

ГЛАВА 1. МОЩНЫЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОН С БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДЬЮ ПОЛЯ МОДЫ.

1.1 ОГРАНИЧЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ПИКОВОЙ МОЩНОСТИ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ И МЕТОДЫ ЕЕ УВЕЛИЧЕНИЯ

Мощные фемтосекундные волоконные лазерные системы постепенно приходят на смену громоздким и сложным в настройке твердотельным лазерам как в научных, так и в технических задачах. Среди основных приложений, получивших широкое распространение, можно отметить офтальмологию (femtoLASIK) и прецизионную обработку материалов, в том числе и прозрачных для излучения лазера [1]. Высокая пиковая мощность и короткая длительность импульса позволяют производить обработку материала без его существенного нагрева (лазерная абляция) что в свою очередь значительно увеличивает качество обработки по сравнению с непрерывными и наносекундными лазерами, где из-за нагрева вещество плавится, образуя наплывы. Так же высокая пиковая мощность позволяет фемтосекундным лазерам обрабатывать оптически прозрачные для излучения лазера материалы, например, стекло, за счет нелинейного поглощения света и образования микропробоев [2,3].

Тем не менее, рекорды в области максимальных пиковых мощностей остаются за твердотельными или гибридными системами. Основным фактором, ограничивающим пиковую мощность волоконных систем, является нелинейность. За счет малой площади поля моды (от нескольких сотен до тысяч квадратных микрометров) и большой длины (несколько метров) волоконных усилителей, нелинейные эффекты, такие как фазовая самомодуляция, фазовая кросс-модуляция, ВКР и другие [4] существенно

ограничивают максимальную пиковую мощность импульса в волоконных лазерных системах. Чтобы снизить влияние нелинейности требуется снизить плотность мощности в световоде.

Усиление чирпированных импульсов (CPA)

Одним из методов достижения высоких пиковых мощностей на выходе волоконных систем, является метод CPA (Chirped Pulse Amplification) или усиление чирпированных импульсов. Предложенный в 1985 году Жераром Муру и Донной Стрикленд [5], этот метод до сих пор лежит в основе всех сверхмощных импульсных лазеров, а его авторы были удостоены нобелевской премии по физике в 2018 году.

На рисунке 1 представлена принципиальная схема метода CPA.

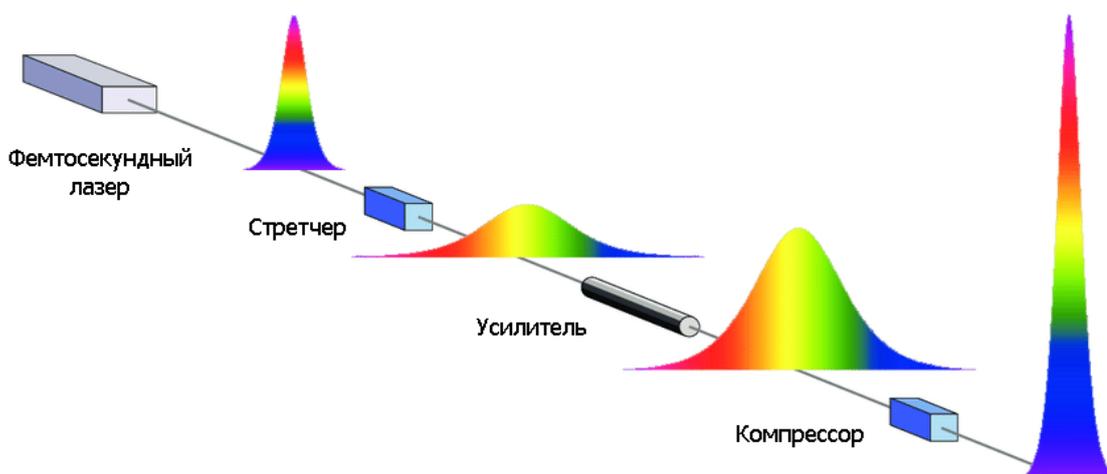


Рис. 1. Принципиальная схема усиления чирпированных импульсов

Короткий фемтосекундный спектрально-ограниченный импульс сначала попадает на дисперсионный стретчер, где за счет влияния дисперсии групповых скоростей он приобретает линейную частотную модуляцию (чирп). То есть его частота изменяется во времени по закону:

$$\omega(t) = \omega_0 + 2\beta_2 t$$

где β_2 – коэффициент дисперсии групповых скоростей. В случае если $\beta_2 > 0$, говорят о нормальной дисперсии групповых скоростей среды и спектрально-ограниченный импульс, прошедший через такую среду, приобретает положительную линейную модуляцию частоты (положительный чирп). Если же $\beta_2 < 0$, говорят об аномальной ДГС и импульс, прошедший через такую среду, приобретает отрицательную линейную модуляцию частоты (отрицательный чирп).

После стретчера оптический импульс многократно растягивается во временной области. Типичный коэффициент растяжения/сжатия составляет порядка нескольких тысяч, во столько же падает и пиковая мощность импульса. Затем импульс усиливается и сжимается дисперсионным компрессором, который имеет ДГС равную стретчеру, но противоположного знака. При этом пиковая мощность импульса возрастает на коэффициент растяжения/сжатия.

В качестве стретчера обычно берут среду с нормальной ДГС, поскольку интенсивность импульса на этапе растяжения обычно мала, в качестве стретчера может выступать отрезок оптического волокна с нормальной дисперсией или же волоконная чирпированная брэгговская решетка [6]. Так же стретчер может быть сделан из пары дифракционных решеток [7].

Компрессор же, как правило, состоит из пары дифракционных решеток и зеркал, изменяя расстояние между решетками можно регулировать дисперсию компрессора [8]. Кроме того, в качестве компрессора может быть использована объемная чирпированная брэгговская решетка, которая может одновременно являться и стретчером [9].

В итоге, что касается волоконных лазерных систем, схема усиления чирпированных импульсов позволяет при небольшом количестве объемных элементов (компрессор) получить существенный прирост пиковой мощности.

Однако порог нелинейных эффектов в волоконном усилителе должен быть достаточно высок, в противном случае фазовая самомодуляция может привести к существенному искажению фазового профиля импульса и уменьшить эффективность сжатия, привести к появлению у сжатого импульса pedestal. Этот фактор ограничивает максимальную пиковую мощность, достижимую в волоконных CPA системах.

Использование волокон с большой площадью поля моды

Для снижения нелинейности в активном световоде необходимо увеличивать его площадь моды. Стандартный световод со ступенчатым профилем показателя преломления представляет собой круглую сердцевину с показателем преломления n_1 , окруженную оболочкой с показателем преломления n_2 , таким, что $n_2 > n_1$. При этом за счет эффекта полного внутреннего отражения свет распространяется по сердцевине с потерями, определяемыми лишь потерями в материалах сердцевины и оболочки. При этом максимальный угол θ , под которым излучение еще может быть введено в световод, определяется разностью показателей преломления сердцевины и оболочки:

$$NA = \sin \theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

где NA – числовая апертура световода.

Для того чтобы световод работал в одномодовом режиме, необходимо чтобы значение нормированной частоты V было меньше 2.405, где V определяется по формуле:

$$V = \frac{\pi d}{\lambda} NA$$

где d – диаметр сердцевины световода, λ – длина волны излучения.

Из формулы выше видно, что для увеличения диаметра сердцевины, при сохранении одномодового режима, требуется уменьшать числовую апертуру световода и, следовательно, разность показателей преломления сердцевины и оболочки. Современные технологии позволяют изготавливать световоды с разницей показателей преломления $\Delta n \sim 0.003-0.005$ и диаметром сердцевины $\sim 30-40$ мкм. Такой тип световодов называется LMA (Large Mode Area) или световоды с большой площадью поля моды.

Однако, такие световоды обладают существенным недостатком – высоким уровнем изгибных потерь. При изгибе световода в нем возникают области растяжения и сжатия, соответственно показатель преломления в этих областях увеличивается и уменьшается. И если разница показателей преломления сердцевины и оболочки изначально мала, даже небольшие изгибы приведут к высвечиванию моды в оболочку. Именно этот эффект ограничивает максимально возможный диаметр сердцевины одномодовых LMA световодов.

Дальнейшее увеличение диаметра моды возможно при использовании маломодовых и многомодовых световодов совместно с методами модовой селекции. Одним из таких способов является использование маломодовых световодов, то есть световодов, поддерживающих распространение небольшого количества мод. Если намотать такой световод на катушку определенного радиуса, то за счет изгибных потерь высшие моды будут высвечиваться, обеспечивая работу такого световода в одномодовом режиме. Кроме того, для подавления высших мод возможно изготовление маломодовых световодов с дополнительными сердцевинами или микроструктурированной оболочкой.

Еще одним подходом к увеличению площади поля моды является использование микроструктурированных световодов. В них за счет создания

воздушных каналов, формирующих двумерную решетку, обеспечивается подавление высших мод и удержание основной. На рис. 2 показаны поперечные сечения таких световодов:

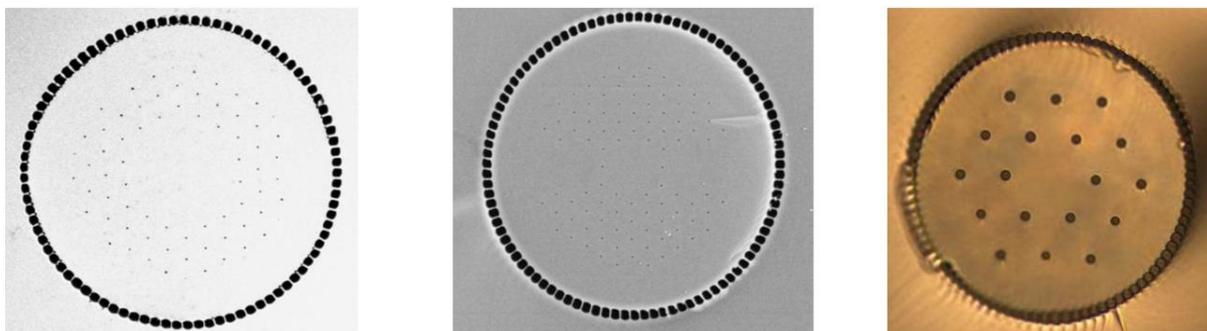


Рис. 2. Поперечные сечения некоторых микроструктурированных LMA световодов [10,11].

На момент написания диссертации, рекордное значение пиковой мощности для волоконных усилителей (3.8 ГВт) было получено именно на микроструктурированном иттербиевом световоде с диаметром сердцевины 110 мкм [12]. Однако микроструктурированные световоды с диаметром сердцевины больше 40-50 мкм, так же, как и LMA обладают большим уровнем изгибных потерь и для нормальной работы должны быть прямыми, что плохо сказывается на компактности – одним из основных преимуществ волоконных систем. Кроме того, за счет воздушных каналов, ввод усиливаемого излучения при помощи сварки невозможен.

Достаточно новым методом увеличения поля моды является использование активных конусных световодов. Такие световоды на входе имеют диаметр сердцевины, соответствующий одномодовому режиму работы, а на выходе – многомодовому. За счет адиабатического увеличения диаметра сердцевины по длине световода, удастся избежать возбуждения высших мод, при распространении излучения от тонкого конца к толстому [13]. На момент написания диссертации был продемонстрирован иттербиевый конусный световод с диаметром сердцевины на выходе 100 мкм [14]. Преимуществами конусных световодов является простота ввода усиливаемого излучения (так

как такие световоды на входе имеют структуру, близкую к стандартным одномодовым волокнам), а также сравнительно малая чувствительность к изгибам, что позволяет создавать на их основе компактные усилители.

Стоит отметить, что вышеперечисленные методы увеличения площади поля моды и полученные результаты относятся к иттербиевым (диапазон рабочих длин волн 1.02 – 1.07 мкм) световодам, так как именно они, за счет большей эффективности используются для получения рекордных пиковых мощностей. Тем не менее все они могут быть применены и к эрбиевым (диапазон рабочих длин волн 1.5 – 1.65 мкм) волокнам. Поскольку целью данной диссертационной работы является исследование эффектов нелинейной перестройки длины волны волоконных лазеров, первая глава посвящена разработке эрбиевых волоконных лазерных систем с высокой пиковой мощностью, которые могут быть использованы в качестве накачки в экспериментах по преобразованию длин волн. Разработка источников ультракоротких импульсов полумикронного диапазона длин волн (эрбиевые системы) более предпочтительна по сравнению с одномикронными аналогами (иттербиевые системы) поскольку существующие технологии позволяют создавать кварцевые световоды, работающие в полумикронном диапазоне длин волн, с управляемым знаком и наклоном ДГС, что важно для задач нелинейного преобразования фемтосекундных импульсов. Также многие нелинейные световоды, такие как германатные, фторидные и халькогенидные, имеют существенно большие потери в коротковолновой (1-1.1 мкм) области по сравнению с длинноволновой (1.5-1.7 мкм), что также говорит о нецелесообразности использования иттербиевых систем в качестве накачки для задач нелинейного преобразования длин волн в средний ИК-диапазон.

1.2 ЭРБИЕВАЯ ВОЛОКОННАЯ СИСТЕМА – ИСТОЧНИК УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Все рассматриваемые в этой главе лазерные системы построены по принципу МОРА (Master Oscillator Power Amplifier) или задающий генератор и усилитель мощности. Этот принцип подразумевает разделение системы на задающую часть и окончательный усилитель. В задающей части происходит генерация импульсов, их предусиление, а также, если требуется, управление длительностью, спектром и частотой повторения импульсов. Отличительной чертой задающей части является малая средняя и пиковая мощность излучения, а также использование стандартных активных и пассивных световодов с малым диаметром сердцевины. Оконечный усилитель отвечает за усиление импульсов до высоких пиковых мощностей и включает в себя световод с большой площадью поля моды (step-index/микроструктурированный/конусный световоды) а также систему ввода/вывода излучения сигнала и накачки.

За основу задающей части был взят эрбиевый волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод за счет керровского вращения эллипса поляризации. В таком лазере эллиптически поляризованное излучение при прохождении нелинейной среды изменяет свою поляризацию (эллипс поляризации вращается) в зависимости от пиковой мощности. Настроив поляризатор в кольце соответствующим образом, можно добиться меньших потерь для излучения высокой интенсивности и больших потерь для низкоинтенсивного излучения [15]. Принципиальная схема такого лазера показана на рис. 3.

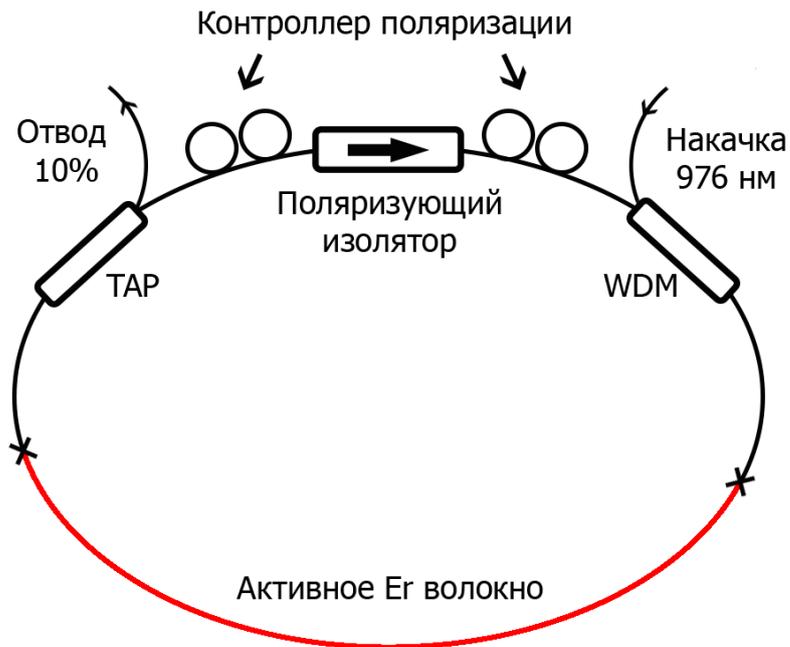


Рис. 3. Схема волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод за счет нелинейного вращения эллипса поляризации.

За направление распространения излучения в кольце отвечает поляризующий волоконный изолятор фарадея, который также является и поляризатором. Управление поляризацией осуществляется при помощи двух поляризационных контроллеров. В качестве активного использован эрбиевый световод с нормальной дисперсией (-35 пс/нм·км), который накачивался в сердцевину одномодовым лазерным диодом на длине волны 976 нм при помощи волоконного объединителя накачки и сигнала (WDM). За вывод излучения из резонатора отвечает 10% волоконный ответвитель (TAP). Все волокна кроме активного имеют аномальную дисперсию (18 пс/нм·км). Лазер работает в режиме растянутого импульса и генерирует импульсы длительностью 230 фс с энергией 30 пДж. Фундаментальная частота повторения составила 50 МГц. Поскольку режим генерации одного импульса на обход резонатора в таком лазере не является самостартующим, в начальный момент времени после включения уровень накачки существенно поднимается, и лазер стартует в многоимпульсном режиме. Затем мощность

накачки убавляется, и лазер переходит в режим генерации одного импульса на проход резонатора.

Полная схема задающей части представлена на рисунке 4:

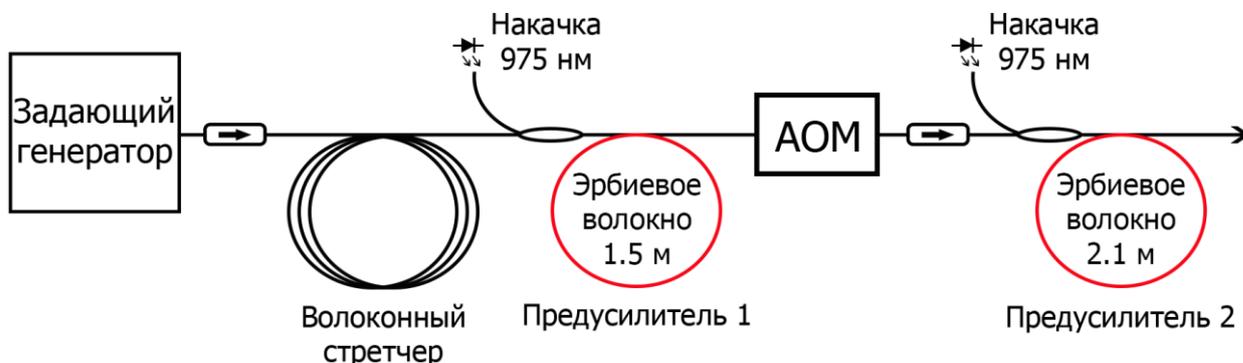


Рис. 4. Схематическое изображение эрбиевой задающей системы.

После задающего эрбиевого фемтосекундного лазера и изолятора фарадея расположен волоконный стретчер. Для него используется световод с сердцевинной легированной германием и диаметром сердцевины 4 мкм, за счет чего удается обеспечить нормальную дисперсию групповых скоростей в диапазоне 1.5 мкм (-54 пс/нм·км). Длина стретчера изменялась в ходе экспериментов, в зависимости от используемого компрессора. После стретчера импульсы усиливались первым эрбиевым предусилителем с длиной активного волокна 1.5 м до средней мощности 50 мВт, что соответствует энергии 1 нДж. Расчёт энергии в импульсе осуществлялся как отношение средней мощности к частоте следования импульсов. Такой подход возможен, поскольку спектр сигнала на выходе предусилителя по форме не отличается от спектра задающего генератора (отсутствует усиленное спонтанное излучение). Сам же задающий генератор с пассивной синхронизацией мод, основанной на нелинейном вращении эллипса поляризации, имеет достаточно высокий ($\sim 10^6$) временной контраст [16]. Таким образом можно сказать об отсутствии значимой шумовой или непрерывной составляющей в последовательности импульсов. Поскольку

задающий лазер работает на достаточно высокой частоте повторения (50 МГц) для достижения высоких энергий в импульсе без существенного роста средней мощности, при усилении в конечном усилителе, частота следования импульсов понижалась при помощи волоконного акустооптического модулятора. Электроника управления модулятором позволяет реализовать коэффициенты деления от 3 до 1024, что соответствует частотам повторения от 16.7 МГц до 48.9 кГц. После прореживания АОМом импульсы попадают на второй предусилитель, с длиной активного эрбиевого волокна 2.1 м. и усиливаются в нем до энергии 5-10 нДж. Такой уровень энергии, при длительности растянутого импульса порядка 50-100 пс соответствует пиковой мощности ~100 Вт. При такой пиковой мощности можно гарантировать низкий уровень нелинейности при усилении импульсов в стандартных световодах. Таким образом рассмотренная задающая система может выступать источником импульсов для построения мощных СРА МОРА систем.

1.3 АКТИВНЫЙ ЭРБИЕВЫЙ СВЕТОВОД С БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДЬЮ ПОЛЯ МОДЫ (LMA)

Эрбиевый световод с большой площадью поля моды был разработан и изготовлен в научном центре волоконной оптики РАН [17]. Заготовка этого световода была изготовлена в институте химии высокочистых веществ РАН методом MCVD (modified chemical vapor deposition). Ее сердцевина содержала ~0.1 мол.% Er_2O_3 и была дополнительно солегированна оксидами алюминия ~7 мол.% Al_2O_3 и фосфора ~8 мол.% P_2O_5 . Такой состав позволяет подавить кластеризацию ионов эрбия и в то же время сохранить достаточно малую разницу показателей преломления сердцевины и оболочки. Из заготовки был вытянут световод с диаметром сердцевины 34 мкм и оболочкой в форме квадрата со стороной 115 мкм. Световод был покрыт отражающим полимером, обеспечивающим числовую апертуру ~0.46 для

излучения накачки. Оболочка в форме квадрата была выбрана для лучшего поглощения накачки, при этом площадь сечения квадрата примерно равняется площади сечения круглого световода диаметром 125 мкм. Это позволяет соединять такой световод со стандартными объединителями сигнала и накачки при помощи стандартных сварочных аппаратов с пренебрежимо малыми потерями для излучения накачки. Поглощение накачки на длине волны 976 нм из оболочки по слабому сигналу составило 3 дБ/м. Профиль показателя преломления световода и расчётное распределение поля моды показаны на рис. 5

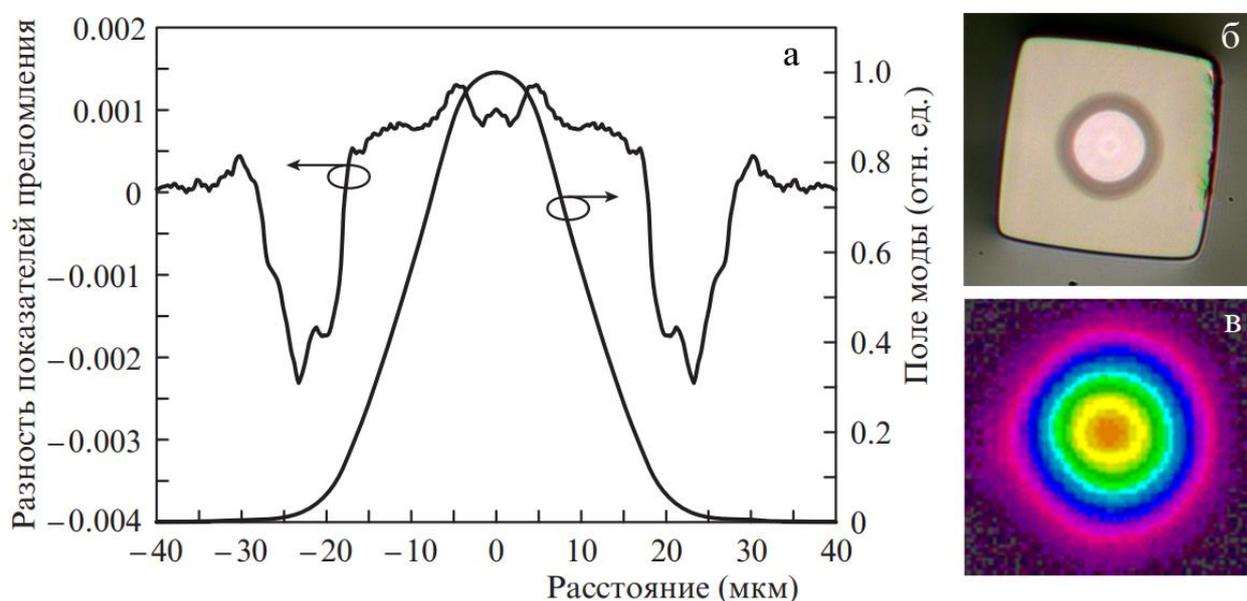


Рис 5. а) Экспериментально измеренная разность показателей преломления сердцевин/оболочки и расчетное распределение поля моды для эрбиевого LMA световода. [18] б) Поперечное сечение LMA световода. в) Профиль пучка на выходе LMA световода

Расчетный диаметр поля моды составил 24.7 мкм, а оценочная дисперсия групповых скоростей на длине волны 1.56 мкм составила 27 пс/нм·км. Для определения оптимальной длины волокна для усилителя в НЦВО РАН были проведены измерения зависимости эффективности преобразования излучения накачки в сигнал от длины волны. Исследовалось два световода длиной 6 и 3.5 м соответственно. Накачка осуществлялась при помощи объединителя накачки и сигнала в попутном направлении. Для затравки

использовались волоконные лазеры с узким спектром (~ 1 нм) и мощностью около 100 мВт, что соответствует работе усилителя в режиме усиления мощности. Результаты измерений показаны на рис. 6. Из рисунка следует, что с уменьшением длины активного световода длина волны, при которой достигается максимальная эффективность усиления, смещается в коротковолновую область с 1575 нм для отрезка 6 м до 1560 нм для световода длиной 3.5 м.

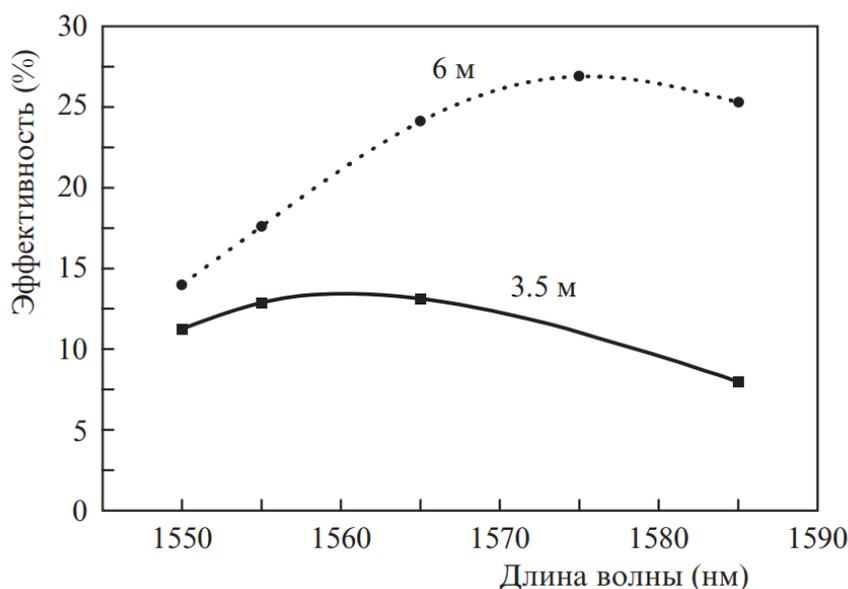


Рис. 6. Зависимости эффективности преобразования излучения накачки в сигнал от длины волны для LMA эрбиевых световодов длиной 3.5 и 6 м.[18]

Однако при уменьшении длины световода общая эффективность падает в связи с увеличением доли непоглощенной накачки. Стоит отметить, что спектр ультракоротких импульсов достаточно широк и может искажаться при усилении из-за зависимости коэффициента усиления от длины волны. Поэтому в НЦВО РАН было произведено измерение спектров усиления световода. В качестве затравки использовался суперлюминесцентный непрерывный эрбиевый источник, излучающий в диапазоне 1520–1600 нм. Измерения проводились для световодов длиной 6 м и 3.5 м. Для длинного световода измерения проводились при трех мощностях затравочного сигнала: 1, 7 и 50 мВт и выходной мощности 1 Вт. Для короткого световода измерения

проводились при мощности затравки 10 мВт и выходной мощности 2 Вт. Результаты измерений представлены на рис. 7. Ширина спектра усиления составила ~15 нм по уровню -3 дБ и не зависит от выбора длины световода (6 или 3.5 м). Из рисунка также видно, что из-за увеличения инверсии населенностей, при уменьшении мощности затравочного сигнала растет коэффициент усиления коротковолнового края спектра сигнала.

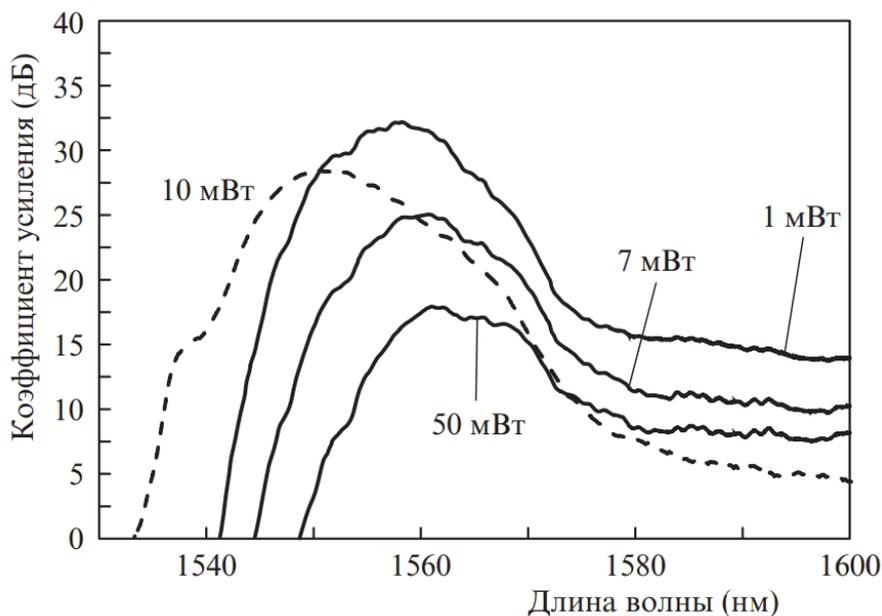


Рис.7. Спектры усиления на выходе эрбиевых LMA световодов длиной 3.5 (штриховая кривая) и 6 м (сплошные кривые) при различных мощностях входного сигнала. [18]

Из рисунков 6 и 7 следует, что максимальное усиление в режиме широкого спектра и в режиме узкополосного сигнала происходит на разных длинах волн (1563 и 1575 нм). Это происходит потому, что при усилении сигнала с узким спектром увеличение инверсии в результате уменьшения длины волны приводит к увеличению негативного влияния кластеризации [17]. Это приводит к снижению эффективности световодов с двойной оболочкой. Также из рисунка 7 видно, что уменьшение длины световода приводит к уменьшению длины волны максимального усиления. В итоге, не смотря на меньшую эффективность для использования в качестве окончного усилителя ультракоротких импульсов был выбран отрезок световода длиной

3.5 метра. А за счет меньшей длины, такой световод обладает также большим порогом нелинейных эффектов.

1.4 ПОСТРОЕНИЕ МОЩНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ LMA СВЕТОВОДА: ПОЛНОСТЬЮ ВОЛОКОННЫЙ РЕЖИМ И CPA СХЕМА.

Схема усиления чирпированных импульсов

За основу CPA схемы была взята описанная ранее задающая часть. Полная схема экспериментальной установки представлена на рис. 8.

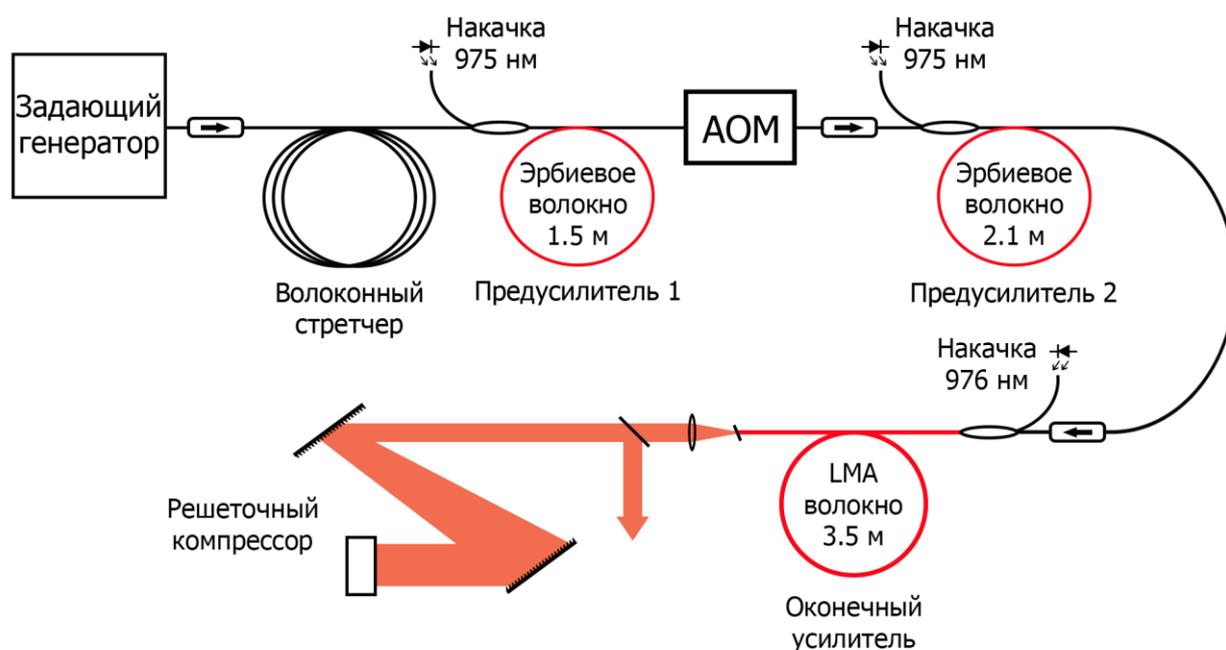


Рис. 8. Схема CPA эрбиевой волоконной системы

Стретчер был сделан из двух последовательно соединенных отрезков германо-силикатных световодов длиной 40 и 55 м с дисперсиями групповых скоростей на длине волны 1.56 мкм -54 и -37 пс/нм·км соответственно. Оценочная длительность импульса после стретчера составила ~ 50 пс. Импульсы усиливались в первом эрбиевом предусилителе до средней мощности 50 мВт. Акустооптический модулятор был настроен на коэффициент деления 50 и понижал частоту следования импульсов до 1 МГц.

Мощность прореженных импульсов на выходе второго предусилителя составила 5 мВт, что соответствует энергии в импульсе 5 нДж. На рис.9. показаны спектры после стретчера, а также первого и второго предусилителей. Поскольку полоса усиления предусилителей уже спектра эрбиевого фемтосекундного лазера, спектр сигнала после каждого предусилителя обужается.

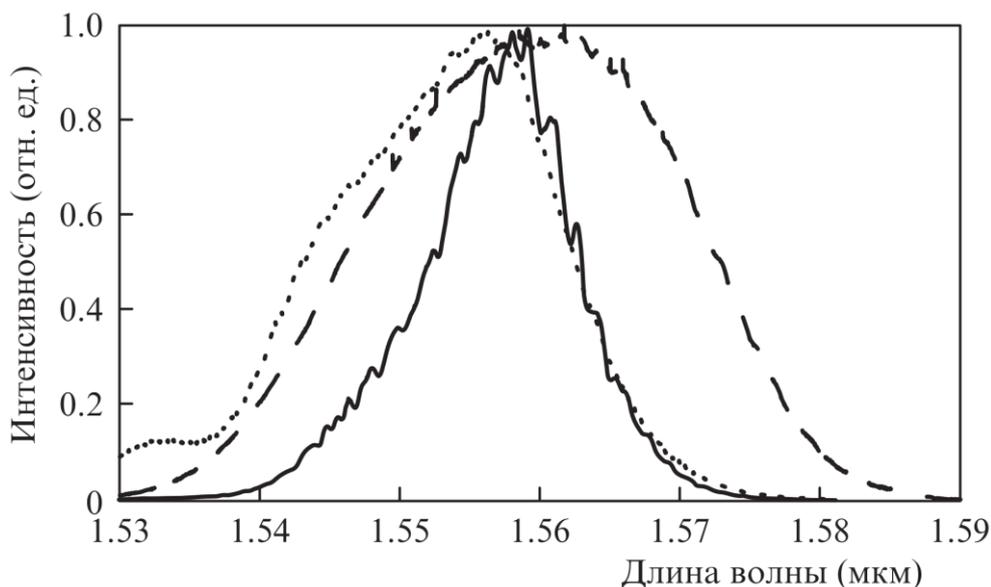


Рис. 9. Спектры сигнала после стретчера (штриховая кривая), первого предусилителя (пунктирная кривая) и второго предусилителя (сплошная кривая) [18]

В окончательном усилителе используется отрезок описанного ранее эрбиевого LMA световода длиной 3.5 метра. Его накачка осуществлялась в оболочку, при помощи объединителя накачки и сигнала многомодовым лазерным диодом на длине волны 976 нм. На выходе LMA световода был сделан косой скол ($\sim 8^\circ$), непоглощенная накачка выводилась при помощи иммерсии. Излучение затем коллимировалось при помощи плосковыпуклой линзы с фокусным расстоянием 20 мм. Мощность на выходе окончательного усилителя составила 1 Вт, что соответствует энергии в импульсе ~ 1 мкДж. Мощность сигнала ограничивалась уширением спектра в окончательном усилителе в следствие ФСМ. Полученные импульсы сжимались при помощи

дисперсионного компрессора, выполненного на паре дифракционных решеток (Spectrogon PC 0600 50x50x10 NIR 600 штр./мм). Длительность импульсов после сжатия составила 530 фс. Поскольку дифракционные решетки имеют низкую эффективность на длине волны 1.56 мкм (~84%), мощность на выходе компрессора составила 400 мВт, что соответствует энергии в импульсе ~400 нДж. Диагностика импульсов осуществлялась методом оптического стробирования с разрешением по частоте (SHG FROG) [19,20]. Результаты восстановления FROG-спектрограммы показаны на рис.10.

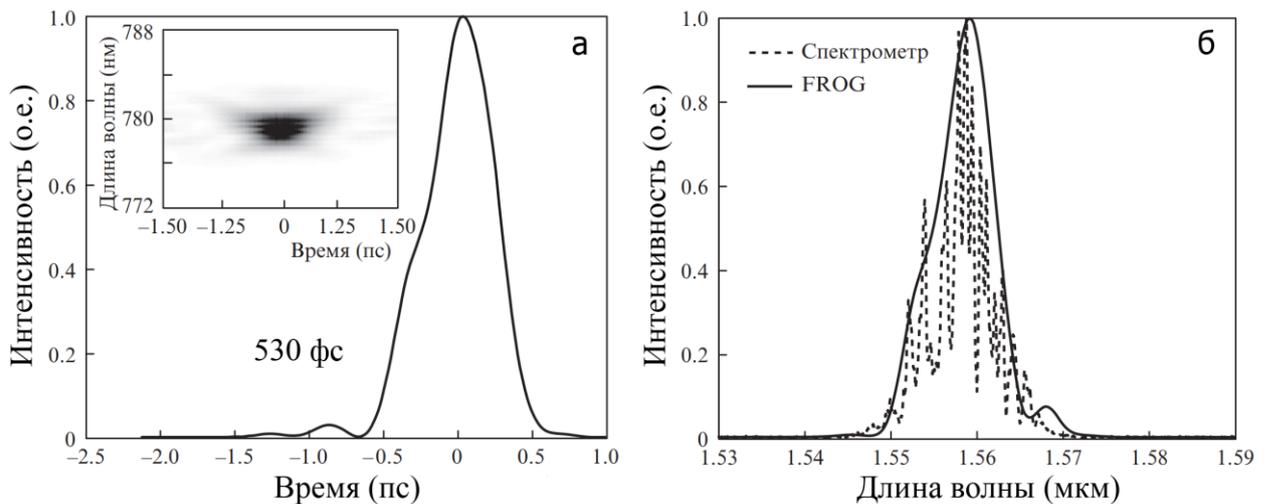


Рис. 10. а) FROG-спектрограмма и восстановленная из нее форма импульса, б) Измеренный и восстановленный из FROG-спектрограммы спектры сигнала. [18]

Восстановленный из FROG-спектрограммы и измеренный экспериментально спектры находятся в хорошем соответствии, что свидетельствует о хорошей точности восстановления формы импульса. Произведение ширины спектра на длительность импульса (ТВР) составило 0.5, что говорит о хорошем качестве сжатия импульса. Пиковая мощность импульса составила 750 кВт.

Полностью волоконная схема

Кроме схемы усиления чирпированных импульсов, усилитель на основе эрбиевого световода с большой площадью поля моды был использован для усиления фемтосекундных импульсов без их предварительного растяжения и последующего сжатия. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 11.

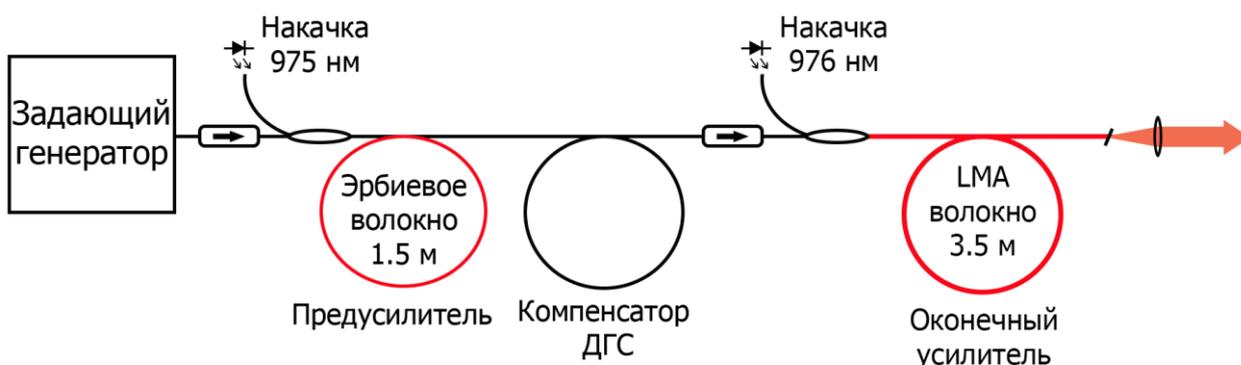


Рис. 11. Схема полностью волоконной эрбиевой лазерной системы

Импульсы на выходе задающего эрбиевого лазера усиливались в предусилителе до средней мощности 100 мВт, после чего усиливались окончательным усилителем на основе LMA световода. Частота следования импульсов не понижалась и составляла 50 МГц. Перед окончательным усилителем и изолятором Фарадея расположен компенсатор ДГС окончательного усилителя, состоящий из отрезка германатного световода длиной 3.5 метра с нормальной дисперсией -37 пс/нм·км. Компенсатор ДГС имеет дисперсию противоположную по знаку дисперсии LMA световода, в нем происходит растяжение импульса, которое компенсируется по мере распространения сигнала по усилителю. Длина германатного световода подбиралась экспериментально. При слишком большой длине импульс выходил из окончательного усилителя с некомпенсированным чирпом, а при слишком малой длине импульс дробился на несколько за счет совместного воздействия ФСМ и аномальной дисперсии в усилителе, а также рамановского рассеяния [21].

Средняя мощность на выходе оконечного усилителя составила 800 мВт, что соответствует энергии в импульсе ~14 нДж. Максимальная мощность в эксперименте была ограничена дроблением импульса. Оценка длительности импульса, а также его формы осуществлялась методом FROG. На рис. 12 показан спектр импульса и его форма, полученная в результате восстановления FROG-спектрограммы.

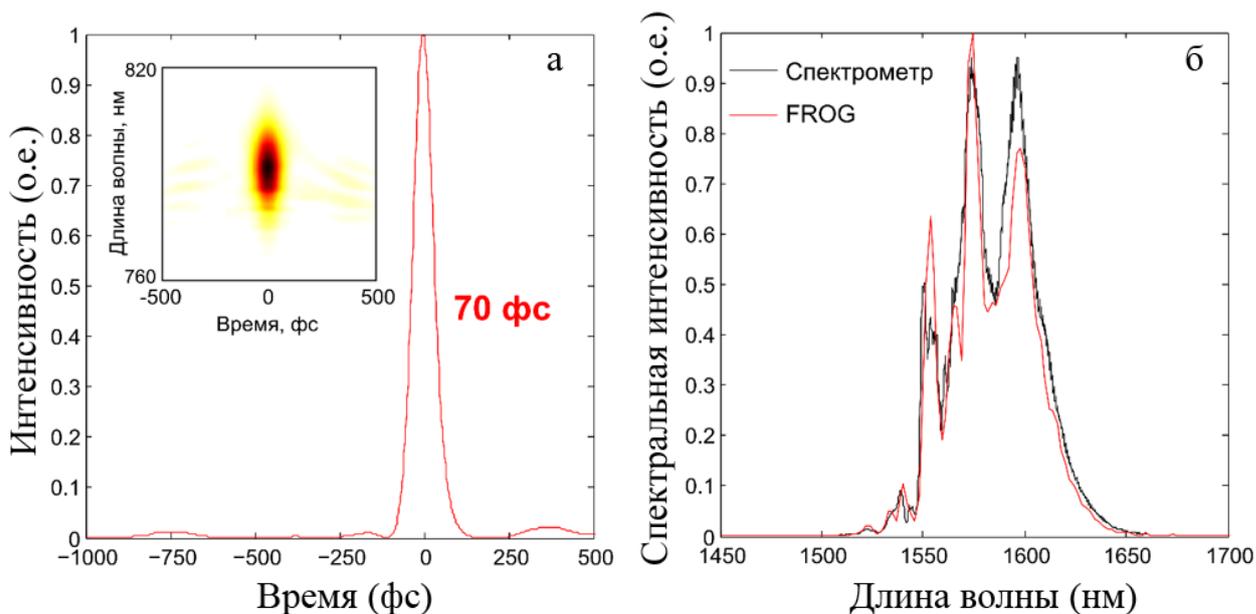


Рис. 12. а) FROG-спектрограмма и восстановленная из нее форма импульса на выходе полностью волоконной схемы б) Измеренный и восстановленный из FROG-спектрограммы спектры импульсов.

Длительность импульса составила 70 фс. Экспериментальный спектр и спектр восстановленный из FROG-спектрограммы находятся в хорошем соответствии, что говорит о точности восстановления формы импульса. Пиковая мощность в импульсе, рассчитанная с учетом восстановленной из FROG-спектрограммы формы импульса составила 165 кВт, что близко к рекордному значению для эрбиевых полностью-волоконных систем без внешнего компрессора [22].

1.5 ПЕРЕСТРОЙКА ИЗЛУЧЕНИЯ ЭРБИЕВОЙ ВОЛОКОННОЙ СИСТЕМЫ В МИКРОННЫЙ ДИАПАЗОН – ГЕНЕРАЦИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ ВОЛН

В экспериментах по преобразованию длины волны эрбиевой СРА лазерной системы, в первую очередь интересовала перестройка излучения в коротковолновую часть спектра. Основным механизмом формирования коротковолнового излучения является генерация линейных дисперсионных волн в области нормальной дисперсии в процессе распространения солитона высокого порядка в области аномальной дисперсии [23,24]. Когда короткий и мощный оптический импульс попадает в световод, совместное действие фазовой самомодуляции и аномальной дисперсии приводит к формированию солитонного импульса высокого порядка. Не мгновенный нелинейный отклик и дисперсия высокого порядка работают как возмущения и приводят к распаду солитона высокого порядка на фундаментальные солитоны, длительность которых значительно меньше возбуждающего импульса. Это приводит к значительному уширению спектра. Далее солитоны смещаются в длинноволновую область за счет эффекта рамановского самосдвига частоты [25] формируя длинноволновую часть суперконтинуума. Дисперсия высокого порядка приводит к эффективной перекачке энергии солитонов в дисперсионные волны. Поскольку наклон дисперсионной кривой волокон обычно положительный, спектр дисперсионных волн смещен в коротковолновую область относительно импульса накачки. Генерация линейных дисперсионных волн в оптических волокнах позволяет получить оптические импульсы высокого качества с возможностью последующего сжатия до спектрально ограниченных, в диапазонах длин волн недоступных для лазерной генерации [26].

Субмикроджоульные импульсы на выходе эрбиевой CPA системы использовались в экспериментах по широкополосному преобразованию излучения в различных световодах. Излучение на выходе решеточного компрессора с помощью асферических линз заводилось в отрезки световодов трех видов: стандартное телекоммуникационное волокно SMF-28e, волокно Lucent Flexcore 1060 и высоконелинейное волокно HNLF. Фокусное расстояние линз подбиралось исходя из апертуры световодов с целью увеличения коэффициента ввода излучения. Длины световодов выбирались порядка 1.5 метров, чего заведомо достаточно для формирования дисперсионных волн. Измерения спектров производились с помощью спектроанализатора ANDO AQ6317. На рис. 13 показаны спектры на выходе стандартного световода и световода с высокой нелинейностью HNLF.

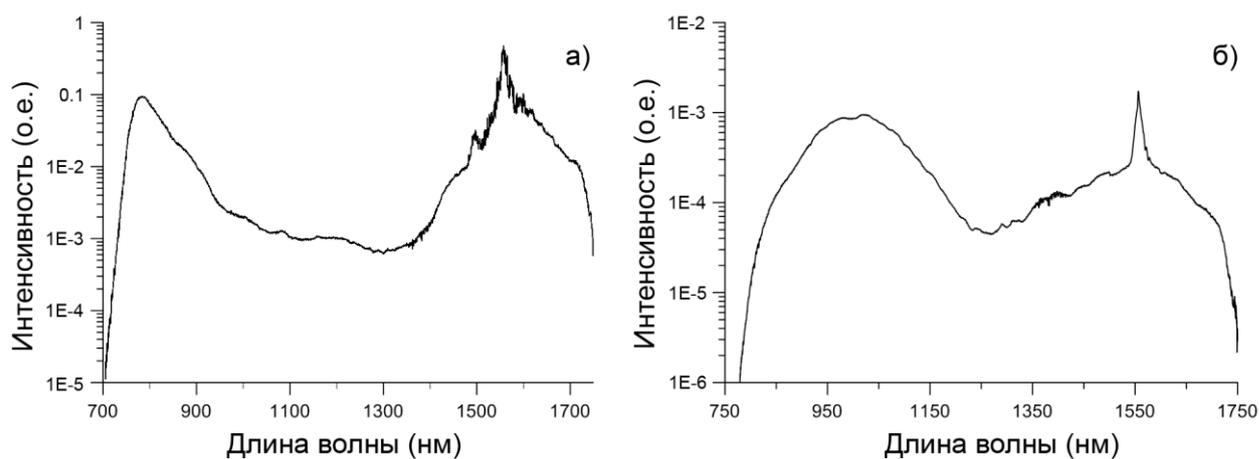


Рис. 13. Спектр сигнала на выходе световодов при накачке эрбиевой CPA системой а) Световод SMF-28e б) Высоконелинейный HNLF световод.

В эксперименте со стандартным световодом SMF-28e мощность на выходе волокна составила 95 мВт. Наблюдались дисперсионные волны на длине волны 780 нм с шириной спектра 60 нм. В случае высоконелинейного световода мощность на выходе составила 30 мВт. Коэффициент ввода в этот меньше, чем в другие за счет малого диаметра сердцевины. В высоконелинейном световоде наблюдались дисперсионные волны с центральной длиной волны 1020 нм и шириной спектра 170 нм. На рис. 14

показан спектр на выходе световода Lucent Flexcore 1060. В нем были получены дисперсионные волны на длине волны 900 нм с шириной спектра 100 нм. Мощность излучения на выходе составила 100 мВт.

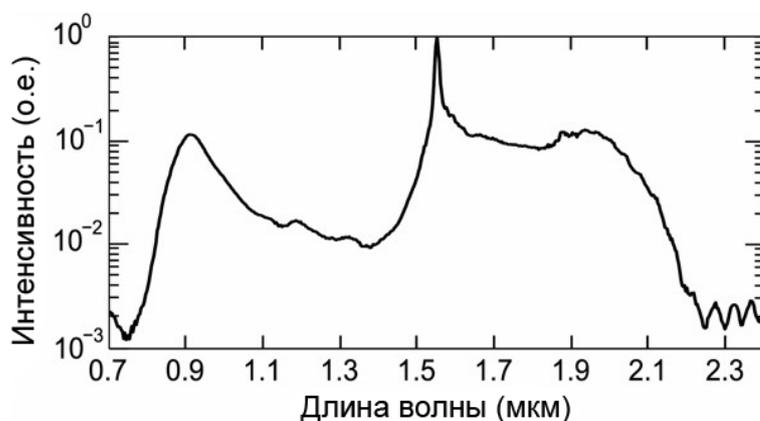


Рис. 14. Спектр сигнала на выходе световода Lucent Flexcore 1060 при накачке эрбиевой CPA системой

Кроме того, поскольку в случае световода Flexcore 1060 измерения спектра производились при помощи сканирующего монохроматора Solar III MS2004i и PbS фотодетектора, в спектре видно наличие длинноволнового крыла суперконтинуума, распространяющегося до длины волны 2.1 мкм. Таким образом эрбиевая волоконная CPA лазерная система может с успехом применяться как для генерации линейных дисперсионных волн, так и для генерации широкополосного суперконтинуума в различных нелинейных световодах.

1.6 КОНУСНЫЙ АКТИВНЫЙ ЭРБИЕВЫЙ СВЕТОВОД

Одним из перспективных путей увеличения площади поля моды является использование конусных активных световодов. В световодах такого типа начальный диаметр сердцевины и оболочки выбирается такой, чтобы обеспечить одномодовый режим работы световода и возможность его сварки со стандартными волокнами. Затем диаметр сердцевины и оболочки адиабатически увеличивается вдоль световода, за счет чего удается избежать возбуждения высших мод при диаметрах сердцевины и оболочки в разы

больших изначальных [9]. Иттербиевые конусные световоды хорошо зарекомендовали себя для усиления сверхкоротких импульсов. Недавно было продемонстрировано усиление 8 пс импульса в конусном иттербиевом световоде до пиковой мощности 760 кВт непосредственно на выходе световода, а также пиковая мощность 22 МВт в CPA схеме на этом световоде [27]. Поэтому усиление сверхкоротких импульсов в эрбиевом конусном световоде представляет интерес.

Заготовка для эрбиевого конусного световода была изготовлена методом MCVD в институте химии высокочистых веществ РАН. Так же, как и в случае эрбиевого LMA световода, сердцевина была солегирована оксидами фосфора и алюминия, что уменьшает уровень кластеризации эрбия и обеспечивает малую разницу показателей преломления сердцевины и оболочки. Концентрация оксида эрбия в сердцевине составила ~0.14 мол.% . Заготовка была сполирована в форме квадрата для лучшего поглощения накачки и покрыта фторированным кварцевым стеклом. После чего в научном центре волоконной оптики РАН из заготовки была вытянута серия конусных световодов [28]. Для плавного изменения диаметра световода скорость вытяжки изменялась во времени.

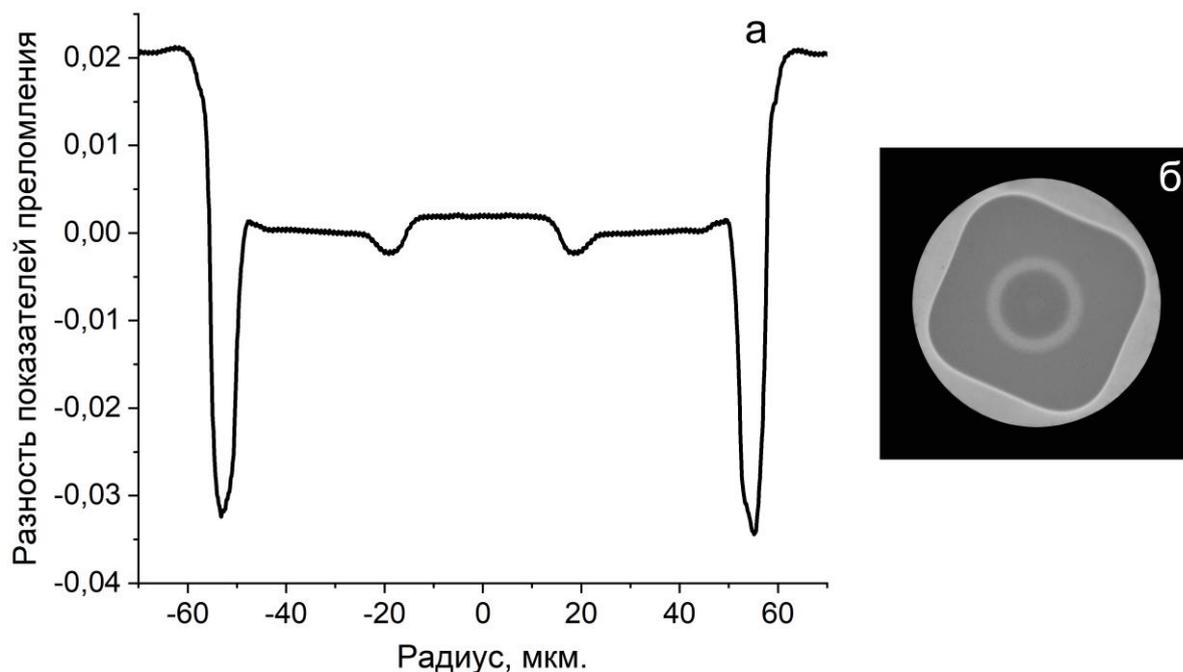


Рис. 15. а) Профиль показателя преломления эрбиевого конусного световода диаметром 110 мкм
 б) Поперечное сечение конусного эрбиевого световода

На рис. 15 показан профиль показателя преломления конусного световода в точке с диаметром 110 мкм, а также микрофотография его торца. Числовая апертура для излучения накачки составила ~ 0.3 . Соотношение диаметров сердцевины и первой оболочки было выбрано $1/3$ для лучшего поглощения накачки.

Для построения СРА системы был выбран конусный световод длиной 3.2 метра с начальным диаметром оболочки 88 мкм и конечным 300 мкм.

Зависимость диаметра световода от его длины показана на рис. 16. Диаметр сердцевины изменялся от 22 мкм в тонкой части до 75 мкм в толстой.

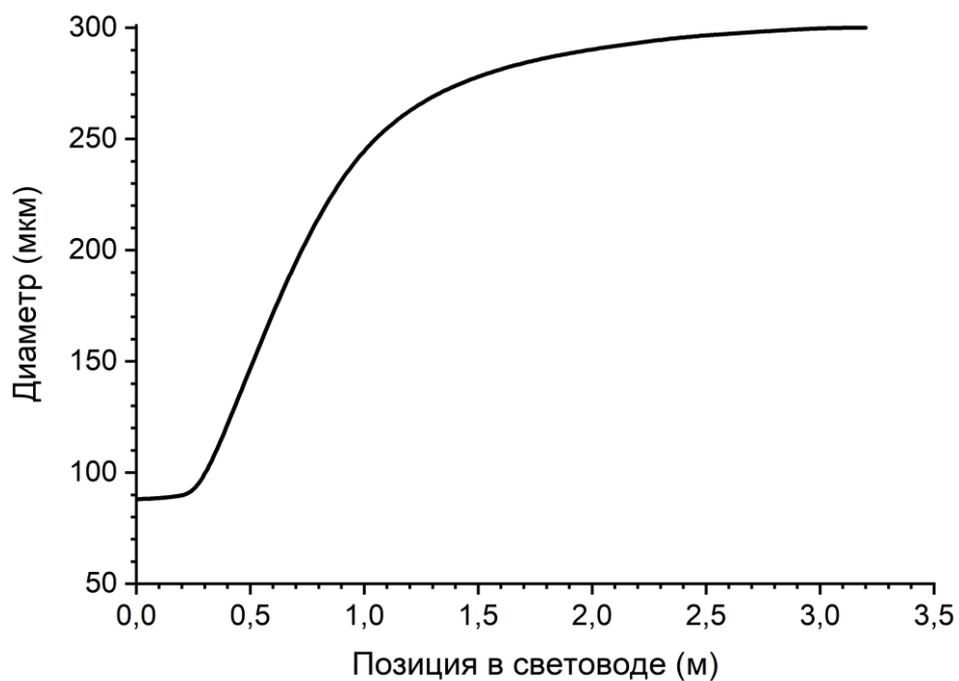


Рис. 16. Изменение диаметра конусного световода вдоль его длины

Поскольку в тонкой части конусный световод является маломодовым, для подавления высших мод его начальный участок был скручен диаметром ~10 см.

Максимальное поглощение накачки из оболочки по слабому сигналу измеренное в НЦВО РАН составило 4 дБ/м на длине волны 976 нм (рис. 17).

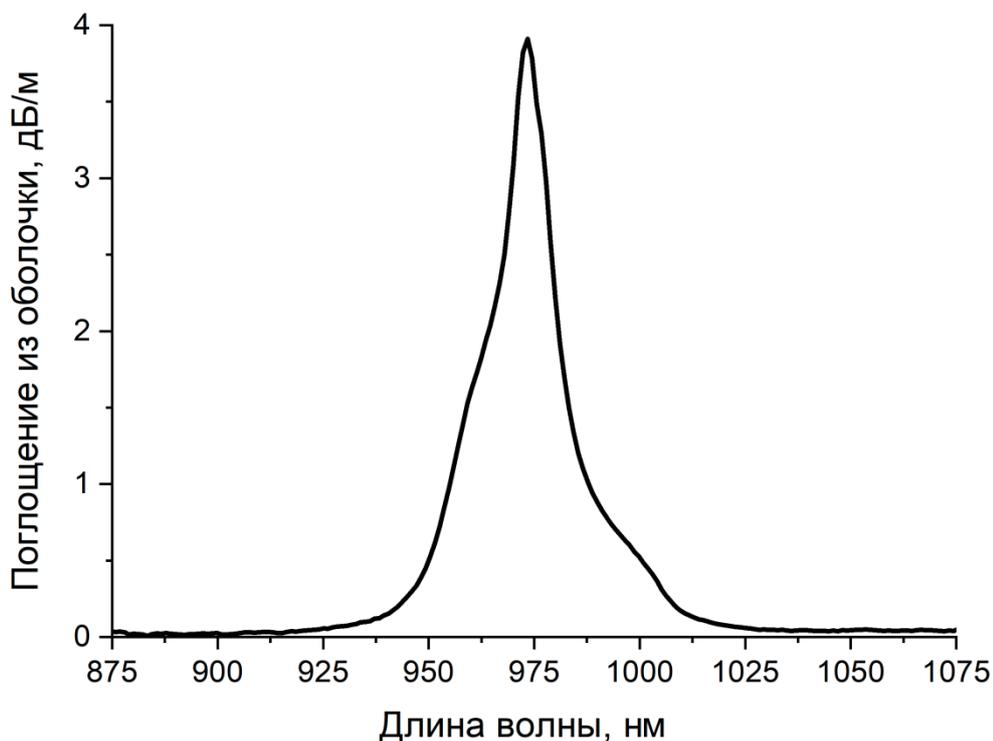


Рис. 17. Поглощение накачки из оболочки конусного эрбиевого световода по слабому сигналу.

Слабое поглощение накачки существенно ограничивает эффективность коротких конусных эрбиевых световодов и повышает требования к мощности накачки, необходимой для преодоления порога усиления. Однако это не мешает получать с их помощью импульсы с высокой энергией и пиковой мощностью.

1.7 ПОСТРОЕНИЕ МОЩНОЙ СРА ЭРБИЕВОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ КОНУСНОГО АКТИВНОГО СВЕТОВОДА

Для построения СРА лазерной системы на основе конусного эрбиевого световода была использована задающая лазерная система, описанная в п. 1.2 с небольшим изменением – в качестве стретчера использовался отрезок германатного световода с дисперсией -54 пс/нм·км длиной 160 м в двухпроходном режиме. Для чего на конце стретчера было расположено зеркало фарадея, а для разделения входа и выхода использовался поляризационный делитель. Такая конструкция помимо увеличения эквивалентной длины стретчера до 320 м позволяет также избавиться от

нежелательного двулучепреломления. Конусный световод был подварен непосредственно к выходу задающей системы. Для вывода непоглощенной накачки место сварки с конусным световодом, а также небольшой отрезок световода до нее были иммерсированы глицерином и помещены на теплоотвод.

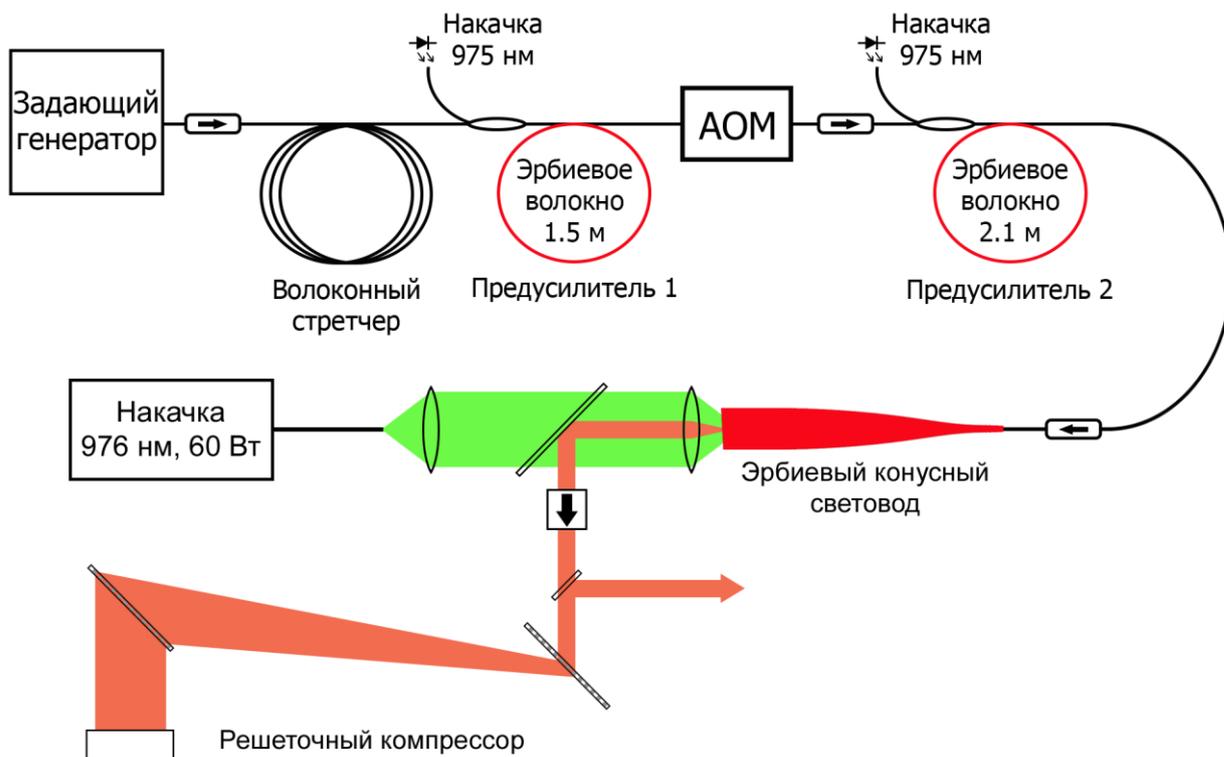


Рис. 18. Схема CPA системы на основе эрбиевого конусного световода

Толстый конец конусного световода был вклеен в оптический разъем, заполирован под углом 8° а затем вынут и закреплен на трехкоординатном оптическом столе. Накачка активного световода осуществлялась в направлении обратном распространению сигнала. Для накачки использовался многомодовый лазерный диод мощностью 60 Вт со стабилизированной длиной волны 976 нм (IPG Photonics PLD-70). Излучение накачки коллимировалось и заводилось в конусный световод при помощи линз с фокусным расстоянием 40 мм. Вывод излучения сигнала осуществлялся дихроичным диэлектрическим зеркалом. Для защиты конусного световода от

обратных отражений после зеркала был установлен объемный изолятор Фарадея. Для сжатия импульсов использовался компрессор на паре просветных дифракционных решеток не чувствительных к поляризации (LightSmyth T-940CL, 940 штр./мм).

Поскольку активный конусный световод обладает малой эффективностью, для получения импульсов с высокой энергией частота повторения понижалась акустооптическим модулятором до 100 кГц. При этом усилитель работал в квазинепрерывном режиме и существенного роста усиленного спонтанного излучения не наблюдалось. Максимальная средняя мощность сигнала на выходе световода-конуса составила 1.3 Вт. Поскольку пропускание изолятора Фарадея составило ~85% а эффективность решеточного компрессора ~75%, итоговая средняя мощность составила 800 мВт, что соответствует энергии в импульсе 8 мкДж.

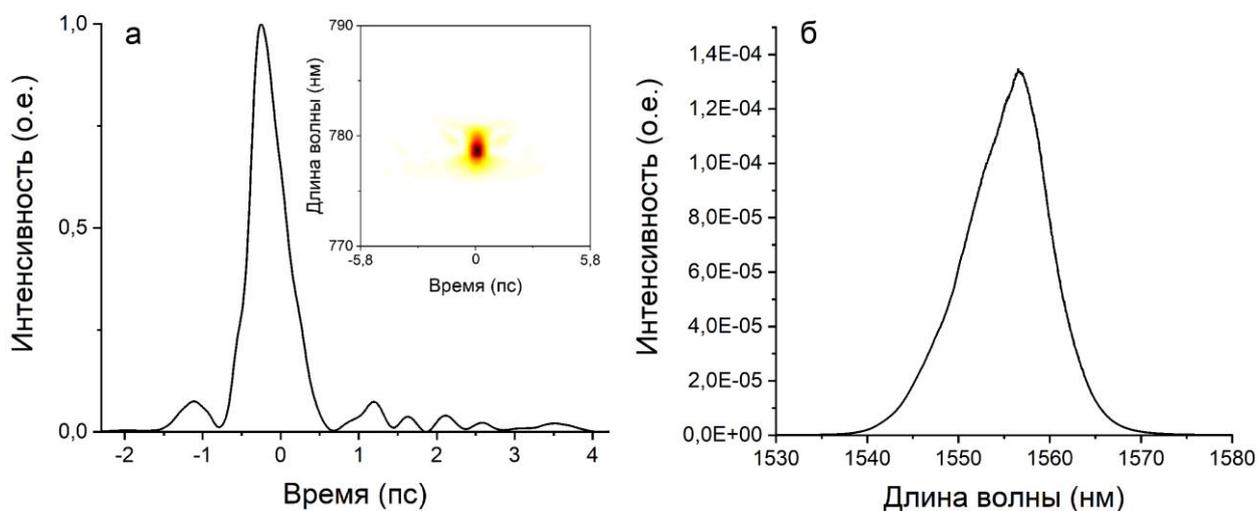


Рис. 19. FROG-спектрограмма и восстановленная из нее форма импульса (а) и спектр (б) на выходе конусного световода.

Длительности импульса измерялась методикой FROG и составила 500 фс (рис. 19.). Минимальная длительность импульса, как и в случае с LMA световодом, была ограничена полосой усиления конусного световода, а также некомпенсированной дисперсией третьего порядка. Таким образом

максимальная пиковая мощность, достигнутая в эксперименте, составила порядка 10 МВт. Достигнутая пиковая мощность была экспериментально подтверждена при наблюдении эффекта самофокусировки в кварцевом стекле [29].

1.8 Выводы

Продемонстрированы две мощные эрбиевые лазерные системы. Первая на основе световода с большой площадью поля моды длиной 3.5 метра с диаметром сердцевины 35 мкм. В ней были получены импульсы длительностью 70 фс и пиковой мощностью 165 кВт в полностью волоконном режиме без компрессора и импульсы с энергией 400 нДж и длительностью 530 фс в режиме усиления чирпированных импульсов. Излучение на выходе первой системы использовалось в качестве накачки в экспериментах по генерации линейных дисперсионных волн и широкополосного суперконтинуума. Вторая система на основе эрбиевого конусного световода длиной 3.2 метра с начальным диаметром сердцевины 22 мкм и конечным 75 мкм. В ней были получены импульсы с энергией 8 мкДж и длительностью 500 фс, пиковая мощность составила ~ 10 МВт. Обе системы обладают высокой пиковой мощностью и могут успешно применяться для нелинейного преобразования длин волн в различных световодах.

ГЛАВА 2. РАЗРАБОТКА ГИБРИДНОЙ Er-Tm ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ.

2.1 ПЕРЕСТРОЙКА ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЭРБИЕВОЙ ВОЛОКОННОЙ СИСТЕМЫ В ДВУХМИКРОННЫЙ ДИАПАЗОН – РАМАНОВСКИЙ САМОСДВИГ ЧАСТОТЫ

Тулиевые волоконные лазеры, как и эрбиевые, имеют широкий спектр приложений обусловленный прежде всего их длиной волны. За счет малого рассеяния а также работы в безопасном для глаз спектральном диапазоне (>1.4 мкм) такие лазеры могут применяться в лидарах и системах беспроводной передачи информации. Кроме того тулиевые волоконные лазеры могут применяться для детектирования различных газов и мониторинга состояния атмосферы [30,31]. За счет высокого коэффициента поглощения двухмикронного излучения молекулами воды, глубина проникновения лазерного излучения в большинство биологических тканей составляет несколько сотен микрометров, что позволяет применять тулиевые лазеры для прецизионных хирургических операций [32,33]. Еще одной областью применения тулиевых волоконных лазеров являются телекоммуникационные приложения. Поскольку количество информации неуклонно растет, текущие оптоволоконные линии, построенные на эрбиевых лазерах и усилителях близки к пределу своей пропускной способности. Тулиевые активные световоды, так же как и эрбиевые обладают широкой полосой усиления, что позволяет применять их как для построения двухмикронных оптоволоконных линий, так и для модернизации уже существующих [34,35].

С точки зрения задач разработки перестраиваемых волоконных источников среднего ИК-диапазона, тулиевые фемтосекундные лазеры более

предпочтительны эрбиевым. Поскольку хорошей прозрачностью в среднем ИК-диапазоне обладают только специальные (теллуритные, фторидные, халькогенидные и т.п.) световоды и все они обладают достаточно большой материальной ДГС, уменьшающейся по мере увеличения длины волны, увеличение длины волны фемтосекундного лазера «накачки» положительно влияет на нелинейное преобразование длин волн в этих световодах.

В качестве задающего генератора в тулиевой волоконной системе могут выступать тулиевые лазеры с пассивной синхронизацией мод [36–38], однако все они как правило генерируют достаточно длинные пикосекундные и субпикосекундные импульсы, а также зачастую требуют для создания труднодоступных компонентов, таких как поверхностные поглотители или насыщающиеся поглотители на основе графена.

Альтернативой является использование гибридных схем, в которых двухмикронные импульсы получаются методом нелинейной перестройки фемтосекундного эрбиевого лазера [39–42]. Несмотря на большую сложность, гибридные системы обладают лучшей надежностью, а также меньшей стоимостью за счет использования в основном стандартных телекоммуникационных компонент и хорошо отработанных эрбиевых фемтосекундных лазеров. В таких схемах фемтосекундные импульсы наноджоульного уровня энергии на длине волны 1.5 мкм перестраиваются в отрезке специального высоконелинейного световода в двухмикронный диапазон за счет эффекта рамановского самосдвига частоты. Недостатком таких систем является требование к высокой стабильности параметров эрбиевого лазера.

Эффект рамановского самосдвига частоты тесно связан с понятием оптического солитона. Распространение излучения в диспергирующей

нелинейной среде хорошо описывается нелинейным уравнением Шредингера:

$$i \frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \gamma |E^2| E$$

где β_2 – величина дисперсии групповых скоростей, γ – коэффициент керровской нелинейности, $\tau = t - z/V_g$, где V_g – групповая скорость световой волны.

Для оптических световодов с $\gamma > 0$, в области аномальной дисперсии $\beta_2 < 0$ существует решение этого уравнения в виде:

$$E = \frac{1}{\tau_p} \sqrt{-\frac{\beta_2}{\gamma}} \exp\left(i \frac{\beta_2}{2\tau_p^2} x\right) \operatorname{sech}\left(\frac{t - z/V_g}{\tau_p}\right)$$

Это уравнение описывает уединенный, бегущий вдоль оси x с групповой скоростью V_g оптический импульс, сохраняющий свою форму по мере распространения, т.е. фундаментальный солитон или солитон первого порядка. Амплитуда солитона растет с уменьшением длительности, а скорость распространения не зависит от амплитуды. Пиковая мощность солитона связана с его длительностью соотношением:

$$P = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \cong \frac{3.11 |\beta_2|}{\gamma T_{FWHM}^2}$$

где P – пиковая мощность солитона, $T_{FWHM} \approx 1.76 T_0$ – длительность импульса.

Таким образом солитон является балансом между ДГС среды, задающей импульсу отрицательный чирп и ФСМ, задающей импульсу положительный чирп.

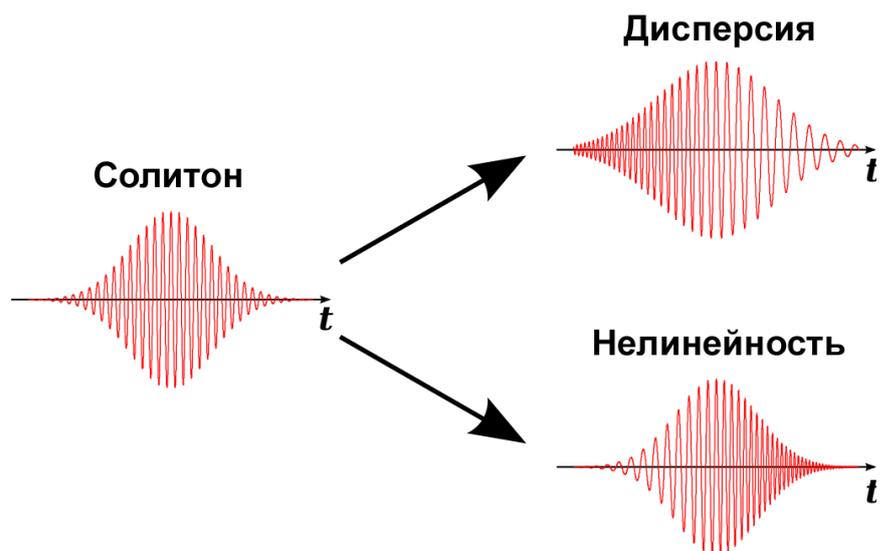


Рис.20. Солитон как баланс дисперсии и нелинейности среды.

В результате совместного действия дисперсии и нелинейности солитон распространяется вдоль световода без изменения формы и длительности и, что немаловажно, является устойчивым по отношению к малым внешним возмущениям.

Вторым фактором обеспечивающим солитонный самосдвиг частоты является вынужденное комбинационное или рамановское рассеяние [43]. Во многих средах распространяющееся оптическое излучение частично преобразуется в излучение с более низкой частотой за счет эффекта неупругого рассеяния или рассеяния света на молекулах вещества. При этом часть энергии фотона переходит к молекуле, а частота фотона уменьшается. При малой интенсивности исходного излучения или излучения накачки лишь небольшая его часть ($\sim 10^{-6}$ мощности) преобразуется в рамановское излучение, но при большой интенсивности накачки возникает эффект вынужденного комбинационного рассеяния, при котором в длинноволновую компоненту может перейти существенная часть излучения накачки. При этом рост интенсивности стоксовой волны описывается соотношением:

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = g_R I_p I_s$$

где I_p – интенсивность волны накачки, I_s – интенсивность стоксовой волны, g_R – рамановский коэффициент усиления.

Пороговая мощность накачки, ниже которой не наблюдается эффект ВКР, определяется соотношением:

$$P_{\text{вкр}} = \frac{16A_{\text{эфф}}}{g_R L_{\text{эфф}}}$$

где

$$L_{\text{эфф}} = \alpha_p^{-1} (1 - \exp(-\alpha_p L))$$

$A_{\text{эфф}}$ – эффективная площадь сердцевины волокна, α_p – потери в световоде на длине волны накачки, L – длина световода.

Для световодов из плавленого кварца коэффициент $g_R \approx 4.2 \cdot 10^{-14}$ м/Вт. За счет аморфной структуры световода, полосы усиления отдельных молекул перекрываются и образуют широкополосный спектр усиления ВКР, шириной до 40 ТГц с максимумом усиления смещенным на 12-15 ТГц от частоты накачки. Для стандартного телекоммуникационного световода SMF-28e, с потерями 0.2 дБ/км на длине волны 1550 нм, $L_{\text{эфф}}$ составляет около 20 км. $A_{\text{эфф}} = 50 \text{ мкм}^2$, таким образом пороговое значение мощности накачки для ВКР составляет 600 мВт.

Эффект ВКР позволяет создавать широкополосные усилители [44,45] и перестраиваемые генераторы [46,47] излучения в спектральных областях недоступных для редкоземельных ионов. Варьируя состав сердцевины световода можно изменить величину рамановского смещения частоты и

порог ВКР, но в силу аморфного состава стекла спектр усиления ВКР всегда будет широкополосным.

Если спектр солитона распространяющегося в световоде достаточно широк, на столько, что спектр рамановского усиления его коротковолновой части перекрывает длинноволновую часть спектра солитона, наблюдается эффект рамановского самосдвига частоты. При этом коротковолновая часть спектра солитона является накачкой для его длинноволновой части. Поскольку солитон стремится сохранить свою форму, импульс будет смещаться в длинноволновую область как единое целое. Величина смещения увеличивается с уменьшением длительности солитона и пропорциональна длине световода:

$$\Delta\omega_R(z) = -8 \frac{|\beta_2| T_R z}{15 T_0^4}$$

где T_R – нелинейный отклик среды, T_0 – длительность импульса.

На рис. 21 продемонстрирован рамановский солитонный самосдвиг частоты импульса длительностью 95 фс с энергией 0.8 нДж и исходной длиной волны 1600 нм в световоде со смещенной дисперсией в зависимости от его длины [48].

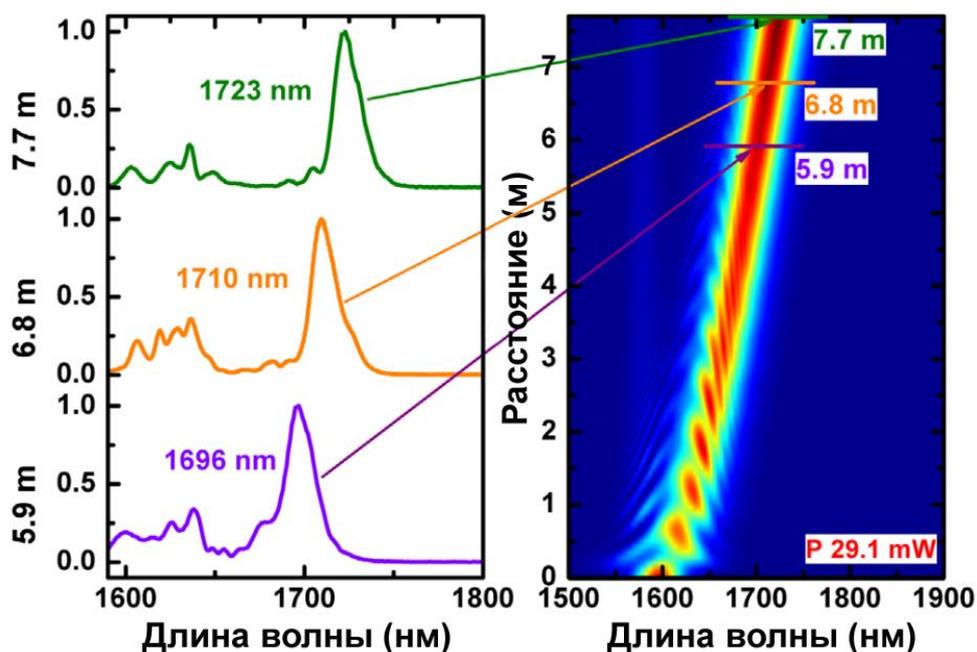


Рис. 21. Рамановский самосдвиг частоты 95 фс импульса в световоде со смещенной дисперсией [48].

На начальном этапе распространения зависимость смещения от длины волокна линейна, однако, по мере увеличения длины волны, как правило, увеличиваются потери в световоде, а также его дисперсия. Все это приводит к уширению солитона и замедлению сдвига частоты. Тем не менее, использование высоконелинейных световодов с малыми потерями в длинноволновой области позволяет осуществлять смещение частоты практически на октаву [49,50].

2.2 ПОСТРОЕНИЕ ГИБРИДНОЙ ЭРБИЙ-ТУЛИЕВОЙ ВОЛОКОННОЙ СИСТЕМЫ

Эрбиевая часть гибридной волоконной лазерной системы аналогична задающей системе из главы 1 за исключением отсутствия волоконного стретчера. Импульсы задающего генератора с частотой повторения 50 МГц и центральной длиной волны 1.56 мкм последовательно усиливались двумя

эрбиевыми волоконными усилителями. Средняя мощность после первого каскада усиления составила 30 мВт, после чего импульсы прореживались акустооптическим модулятором до частоты повторения 5 МГц. Средняя мощность импульсов на выходе второго эрбиевого усилителя составила 20 мВт.

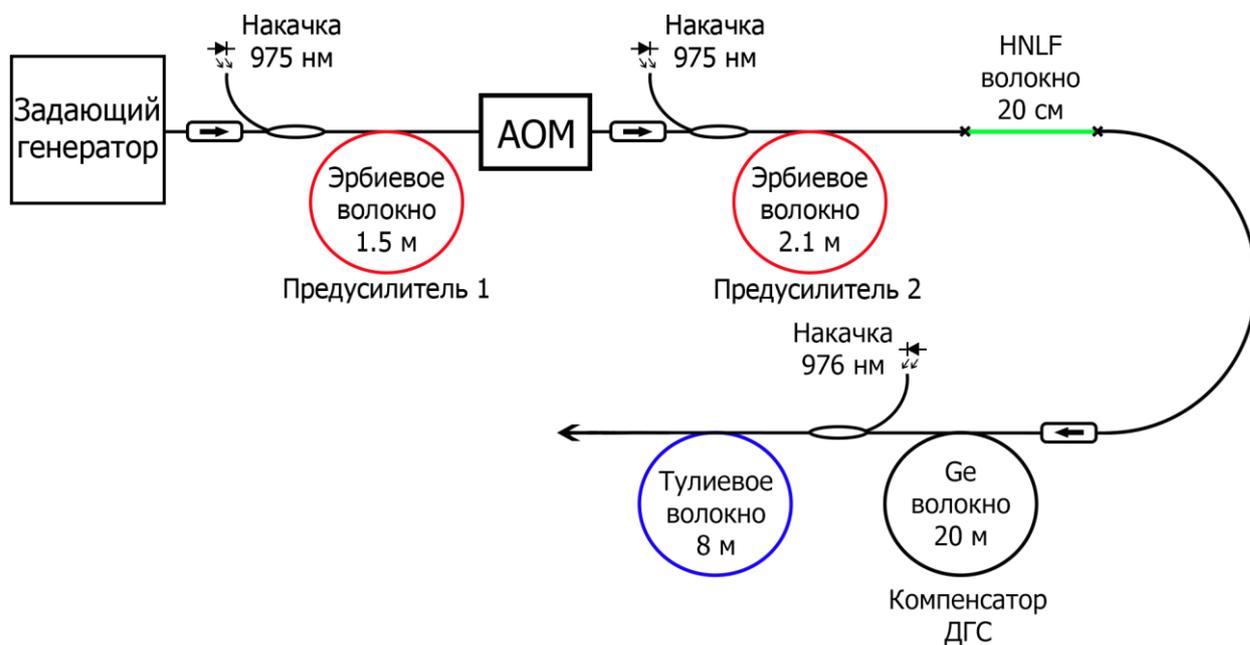


Рис. 22. Схема гибридной эрбий-тулиевой волоконной системы.

Для преобразования излучения в двухмикронный диапазон длин волн использовался отрезок высоконелинейного световода длиной 20 см. Дисперсия этого световода аномальная в длинноволновой области и близка к нулю для длины волны 1.56 мкм. Для обеспечения широкополосной перестройки дисперсия этого световода имеет уплощенный профиль. В световоде происходит генерация рамановских солитонов, наиболее длинноволновый из которых «настраивался» на длину волны 2 мкм регулировкой мощности второго усилителя (рис. 23).

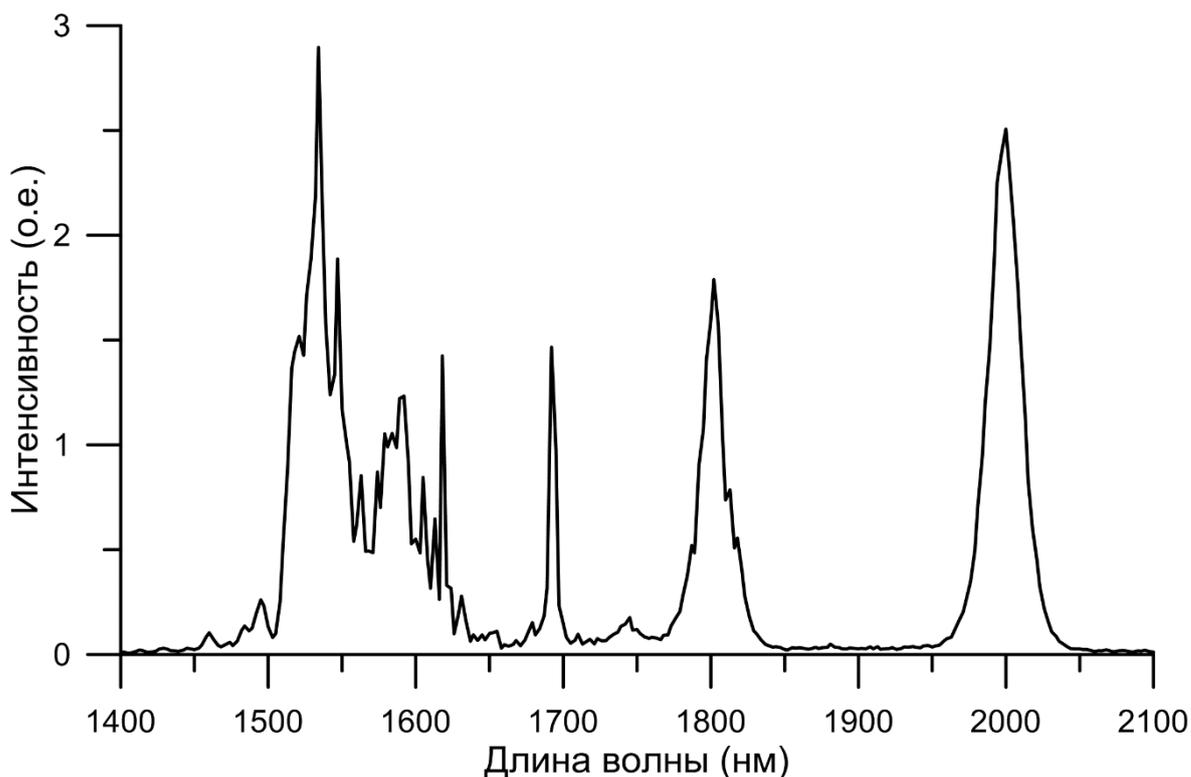


Рис. 23. Спектр на выходе высоконелинейного световода при накачке фемтосекундными импульсами полуторамикронного диапазона.

Средняя мощность двухмикронного излучения с учетом интегрирования спектра составила 1 мВт. После преобразования длины волны двухмикронные импульсы поступают на изолятор фарадея, необходимый для защиты системы от возможных обратных отражений, а затем усиливаются тулиевым волоконным усилителем. Для компенсации дисперсии усилителя используется отрезок германатного световода с дисперсией $50 \text{ пс}^2/\text{км}$ длиной 20 метров. Тулиевый активный световод имеет диаметр сердцевины 10 мкм. Концентрация активных ионов в сердцевине составляет 0.8 мас. % Tm^3 и 4.8 мас. % Yb^3 соответственно. Солегирирование ионами иттербия позволяет использовать для накачки более дешевые и доступные многомодовые лазерные диоды с длиной волны 976 нм [51]. Расчетная ДГС тулиевого световода составила $-90 \text{ пс}^2/\text{км}$, а коэффициент нелинейности $\gamma = 1 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$. Длина активного световода составила 8 метров, его накачка осуществлялась при помощи сборки многомодовых лазерных диодов суммарной

максимальной мощностью 20 Вт. Данное волокно является сдвоенным, в нем два световода объединены общей полимерной оболочкой. Первый – безоболочечный световод накачки, второй – активный световод (Рис. 24).

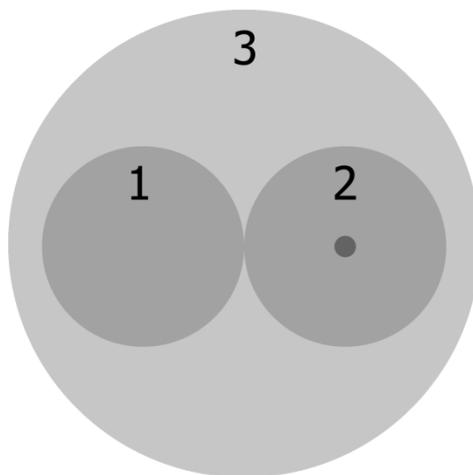


Рис. 24. Структура (поперечное сечение) сдвоенного активного световода: 1 – световод накачки, 2 – активный световод, 3 – общая полимерная оболочка.

Оба этих световода окружены полимерной оболочкой, с показателем преломления меньше, чем у кварцевого стекла. За счет оптического контакта световодов, происходит перекачка излучения накачки в оболочку сигнального (активного) световода, где она поглощается в сердцевине. Волокна такого типа сохраняют все преимущества волокон с двойной оболочкой при отсутствии необходимости использования дорогостоящих объединителей накачки и сигнала. Однако в силу меньшей эффективности перекачки излучения накачки, чем в волокнах с двойной сердцевиной, световоды такого типа подходят лишь для работы на средних мощностях [52].

Излучение на выходе тулиевого световода коллимировалось при помощи линзы. Для предотвращения обратных отражений, торец активного световода был сколот под углом 8° . Непоглощенное излучение накачки выводилось из световода при помощи иммерсии. Энергия двухмикронного излучения на

выходе тулиевого усилителя составила 2 нДж при средней мощности 10 мВт. Спектр сигнала имеет форму близкую к гауссовой.

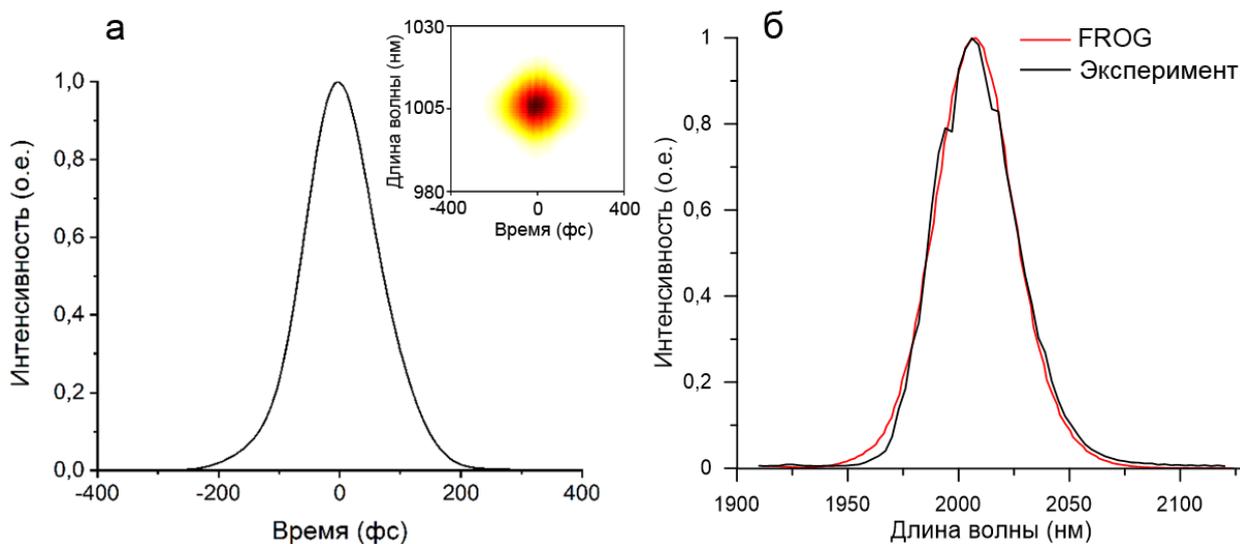


Рис. 25. а) FROG-спектрограмма и восстановленная из нее форма импульса. б) измеренный экспериментально и восстановленный из FROG-спектрограммы спектры на выходе тулиевого усилителя.

Длительность импульса, измеренная методом FROG, составила 130 фс. Импульс имеет солитоноподобную форму. Экспериментально измеренный и восстановленный из FROG-спектрограммы спектры находятся в хорошем соответствии, что говорит о достоверности восстановления FROG. При дальнейшем увеличении мощности накачки усилитель переходит в многоимпульсный режим.

Для дальнейшего увеличения энергии в импульсе, тулиевый усилитель был так же исследован в режиме усиления чирпированных импульсов. Для этого компенсатор дисперсии был заменен отрезком стандартного телекоммуникационного световода SMF-28 длиной 30 метров, который имеет аномальную дисперсию.

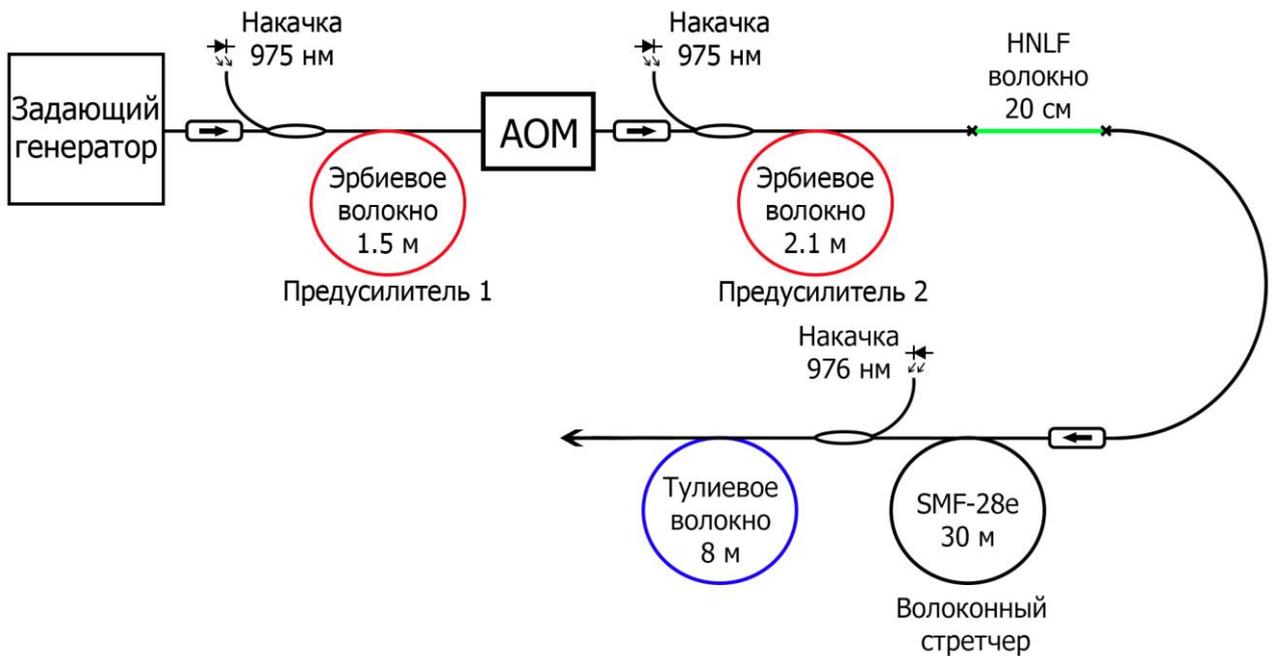


Рис. 26. Схема установки для усиления чирпированных импульсов в тулиевом волоконном усилителе.

После усиления растянутых импульсов в тулиевом усилителе удалось достичь средней мощности 1 Вт, что соответствует энергии в импульсе 200 нДж.

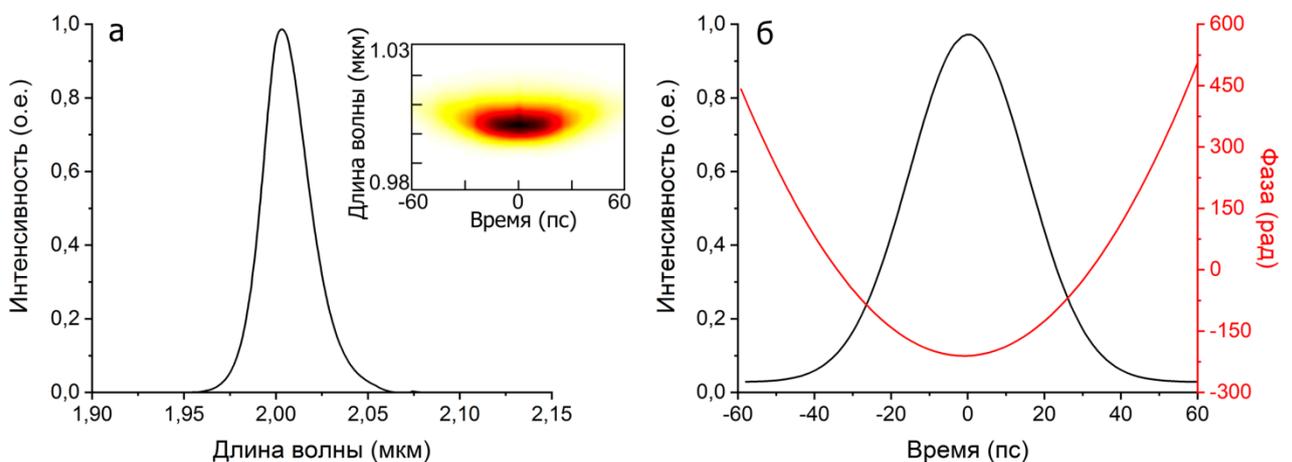


Рис. 27. Спектр (а) и восстановленная из FROG-спектрограммы форма (б) импульса на выходе тулиевого усилителя в режиме CPA

Длительность растянутого импульса по результатам восстановления FROG спектрограммы составила 35 пс при пиковой мощности в волокне – 5 кВт. Параметр линейного чирпа составил 0.185 пс^{-2} . По оценке данные импульсы

могут быть сжаты до длительности 120 фс при помощи решеточного компрессора. Усиление импульсов до больших энергий приводило к порче фазового профиля импульса за счет влияния ФСМ.

2.3 ГЕНЕРАЦИЯ ДВУХЦВЕТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АКТИВНОМ ТУЛИЕВОМ СВЕТОВОДЕ

Другим интересным режимом работы тулиевого усилителя является режим генерации двухцветных импульсов. В режиме усиления фемтосекундных импульсов, при дальнейшем увеличении мощности накачки (что соответствует > 2 нДж в импульсе) непосредственно в тулиевом усилителе происходит формирование рамановского солитона. При этом основной импульс сохраняет свою форму. С увеличением мощности накачки происходит смещение рамановского солитона в длинноволновую область. Максимальная длина волны, достигнутая в эксперименте, составила 2.3 мкм (Рис. 28), дальнейший сдвиг длины волны был ограничен диапазоном прозрачности тулиевого световода.

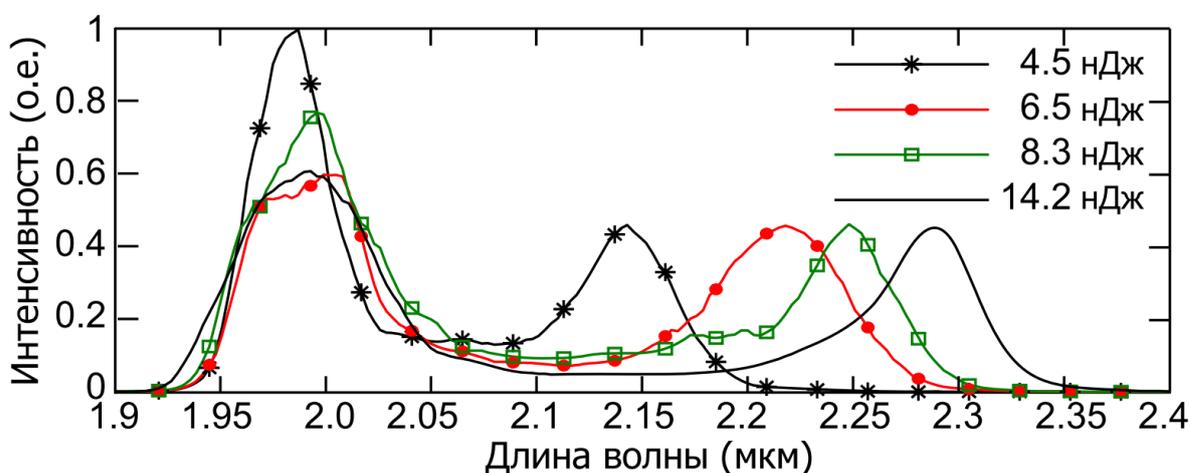


Рис. 28. Режим генерации двухцветных импульсов. Спектры на выходе тулиевого световода в зависимости от суммарной энергии импульсов [53].

Длительность импульсов была измерена методом FROG. Поскольку регистрация спектров второй гармоники осуществлялась при помощи CCD спектрометра с кремниевой линейкой (Solar ТП S150-2-3648) со

спектральным диапазоном 200-1150 нм, наиболее длинноволновый солитон, который удалось измерить, имел длину волны 2.25 мкм.

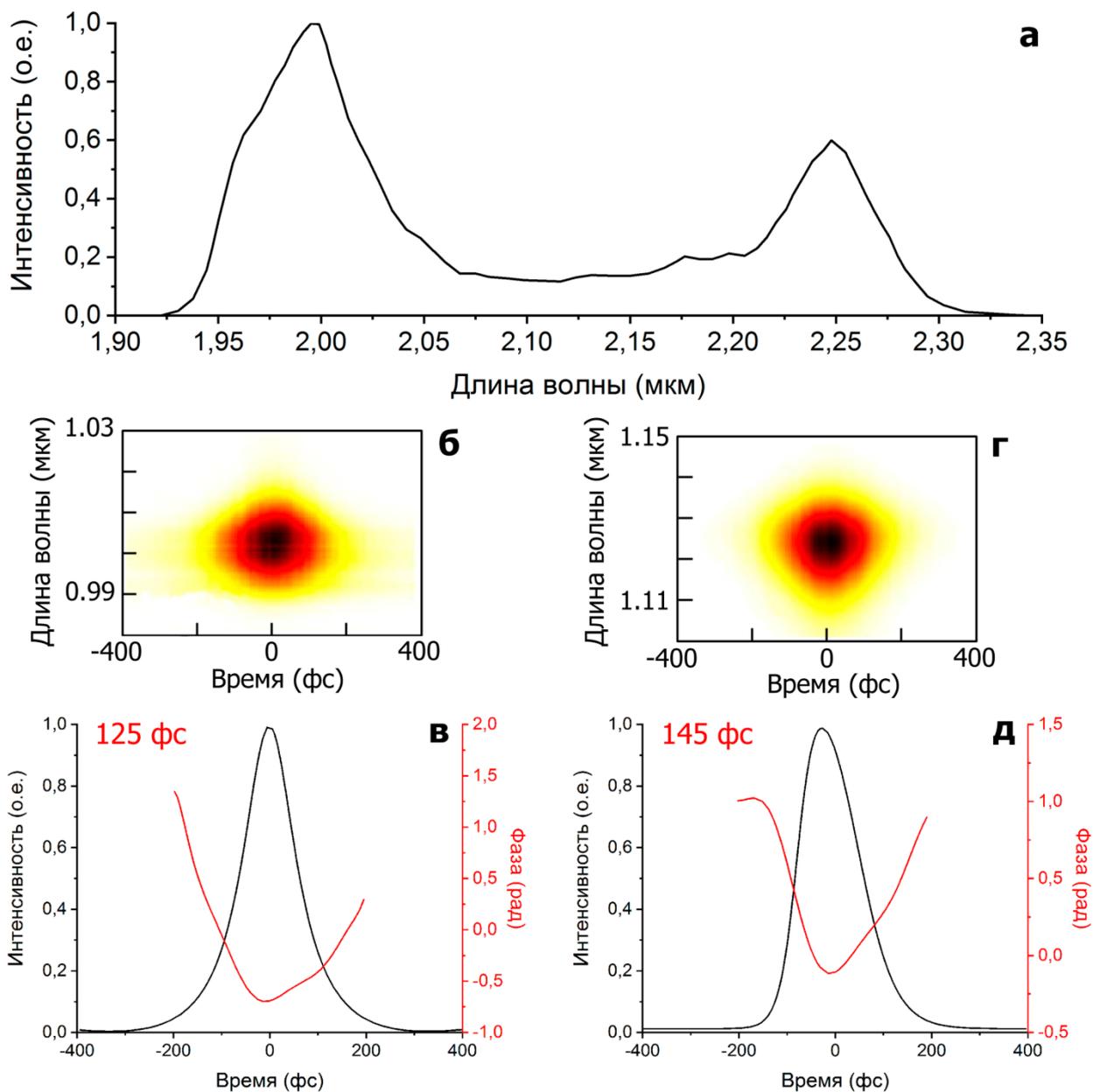


Рис. 29. Спектр на выходе тулиевого световода в режиме генерации двухцветных импульсов (а). FROG-спектрограмма (б) и результат ее восстановления (в) для импульса на длине волны 2 мкм. FROG-спектрограмма (г) и результат ее восстановления (д) для импульса на длине волны 2.25 мкм.

Длительность импульса на длине волны 2 мкм составила 125 фс при энергии 5 нДж. Рамановский солитон имеет длительность 145 фс и энергию 3 нДж. Полученные экспериментальные результаты находятся в хорошем

соответствии с результатами численного моделирования [53]. Оба импульса обладают высоким качеством и хорошей временной стабильностью.

Поскольку рамановский солитон образуется непосредственно в активном световоде, продемонстрированные двухцветные импульсы являются оптически синхронизированными и могут быть использованы в качестве накачки и затравки для усилителей на основе Cr:ZnSe или Cr:ZnS.

2.4 Выводы

Продемонстрирована гибридная эрбий-тулиевая волоконная система, в которой исходный полуторамикронный импульс смещается в двухмикронный диапазон за счет эффекта рамановского самосмещения частоты, а затем усиливается в тулиевом усилителе. Исследованы два режима работы системы: одноимпульсный, в котором были получены импульсы длительностью 130 фс и энергией 2 нДж и режим генерации двухцветных оптически-синхронизированных импульсов, один из которых остается в области усиления (2 мкм), а второй перестраивается в диапазоне 2.1-2.3 мкм. Оба импульса имеют наноджоульный уровень энергии, а также высокое качество как во временной, так и в пространственной области. Полученные импульсы могут быть использованы в качестве накачки и затравки для усилителей на основе Cr:ZnSe или Cr:ZnS. Также была продемонстрирована возможность работы системы в режиме CPA. Были получены растянутые во времени импульсы длительностью 35 пс с энергией 200 нДж. Анализ FROG-спектрограммы показал возможность сжатия данных импульсов до длительности 120 фс при помощи решеточного компрессора.

ГЛАВА 3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СРЕДНИЙ ИК-ДИАПАЗОН В ГЕРМАНАТНЫХ И ТЕЛЛУРИТНЫХ СВЕТОВОДАХ.

3.1 ПЕРЕСТРОЙКА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СРЕДНИЙ ИК-ДИАПАЗОН - ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ

Источники лазерного излучения среднего ИК-диапазона (длина волны > 2 мкм) имеют широкий спектр как научных так и технических приложений. Так в спектральной области 2-3 мкм расположены линии поглощения многих молекулярных газов, токсических веществ, загрязнителей воздуха и воды, а также некоторых взрывчатых веществ и продуктов выдыхаемого человеком воздуха. Все это делает источники среднего ИК-диапазона необходимыми для разработки устройств мониторинга состояния окружающей среды, контроля загрязнений, противодействия терроризму и неинвазивного контроля состояния здоровья человека. Окна прозрачности атмосферы, расположенные в среднем ИК-диапазоне обуславливают такие приложения, как высокоскоростная передача данных на большие расстояния в открытом пространстве, а также разработку атмосферных лидаров для метеорологических задач [54].

Однако разработка когерентных источников в среднем ИК-диапазоне сильно ограничена небольшим количеством активных лазерных сред, количество которых уменьшается с ростом рабочей длины волны излучения. Наиболее распространенными активными средами в этом диапазоне являются среды на основе ионов тулия, эрбия, гольмия, а также кристаллы Cr:ZnSe и Cr:ZnS. Чтобы покрыть недоступные для прямой генерации спектральные области, широко применяются методы, такие как параметрические генераторы или генераторы разностной частоты [55–57], квантово-каскадные лазеры [58–60] и источники на основе нелинейного преобразования длин волн [50,61,62].

Последний метод хорошо реализуем в оптических световодах, где за счет малого диаметра поля моды и использования специальных материалов удается достичь большого коэффициента нелинейности. А наличие фемтосекундных лазеров в полностью волоконном исполнении в совокупности с возможностью управлять дисперсией нелинейного световода позволяет создавать компактные широкополосные источники с малой средней мощностью.

В оптических волокнах существует два основных механизма перестройки излучения в длинноволновую область, это рамановский самосдвиг частоты и генерация суперконтинуума. Про первый из них уже было рассказано в главе 2. К основным преимуществам источников на основе рамановского самосдвига можно отнести четкую спектрально-временную структуру излучения, так как каждый солитон представляет собой уединенный импульс, а также возможность плавной перестройки длины волны. Поскольку процесс солитонного самосдвига детерминирован, стабильность параметров преобразованного излучения напрямую зависит от стабильности лазера накачки. Однако для осуществления широкополосной перестройки требуются волокна со специальным профилем дисперсии групповых скоростей, как правило, это фотонно-кристаллические волокна или световоды с изменяющейся по длине дисперсией.

Вторым способом широкополосного преобразования излучения является генерация суперконтинуума. Суперконтинуум это широкополосное (шириной порядка октавы) электромагнитное излучение с низкой временной, но высокой пространственной когерентностью. Генерация суперконтинуума происходит вследствие уширения спектра оптического импульса при прохождении его через среду с высокой нелинейностью. Основные механизмы, приводящие к сверхуширению спектра это фазовая само и кросс модуляция, четырехволновое смешение, рамановское рассеяние и

солитонный самосдвиг частоты. В зависимости от параметров импульса и среды будут доминировать те или иные эффекты.

Оптические волокна особенно удобны для генерации суперконтинуума, поскольку позволяют достичь больших значений коэффициента нелинейности, как за счет уменьшения диаметра поля моды, так и за счет увеличения длины волокна. В случае ультракоротких оптических импульсов основными эффектами, приводящими к формированию суперконтинуума являются фазовая самомодуляция работающая преимущественно в области нормальной дисперсии световода и эффекты солитонного распада и рамановского самосдвига частоты, работающие в области аномальной дисперсии.

Если импульс накачки попадает в область нормальной дисперсии нелинейной среды, то формирование суперконтинуума будет происходить в основном за счет ФСМ, спектр импульса будет примерно в равной степени уширяться как в область коротких, так и длинных волн. Так в работе [63] продемонстрирована генерация суперконтинуума в диапазоне 1300-2000 нм (Рис. 30).

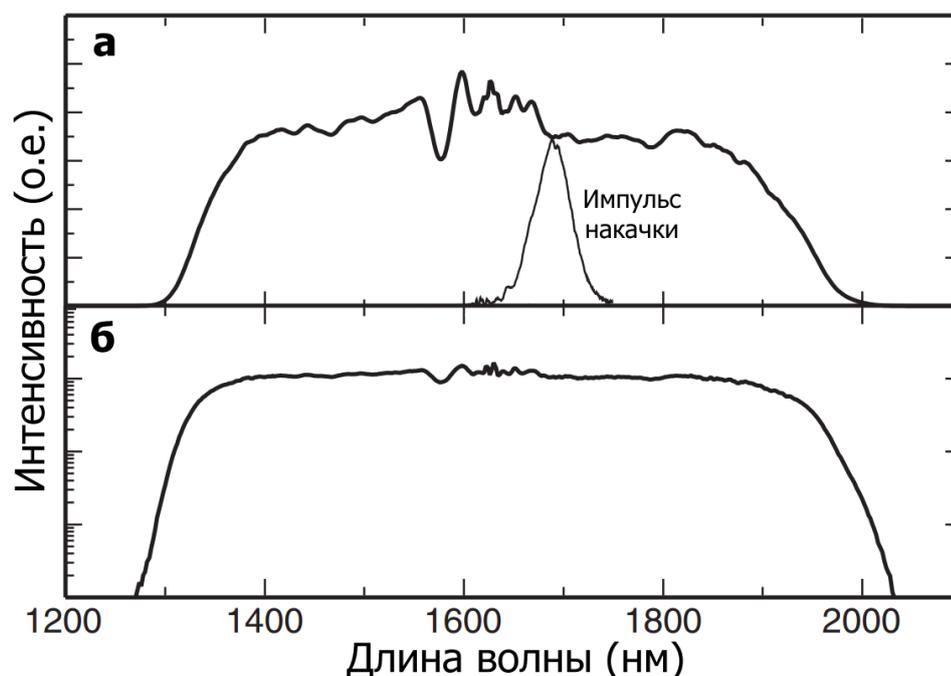


Рис. 30. Генерация суперконтинуума в световоде с нормальной ДГС а) линейный масштаб б) логарифмический масштаб [63]

Для генерации использовался отрезок высоконелинейного световода длиной 5 метров с нормальной дисперсией ($5-12 \text{ пс}^2/\text{км}$). В качестве накачки выступал солитонный импульс на длине волны 1680 нм, длительностью 110 фс и энергией 1.25 нДж. Асимметрия спектра суперконтинуума относительно спектра импульса накачки объясняется меньшей ДГС волокна в коротковолновой области и большей в длинноволновой. В результате коротковолновая часть импульса претерпевает меньшее растяжение за счет дисперсии и сильнее уширяется за счет ФСМ.

Если же импульс накачки находится в области аномальной дисперсии среды, то преобладающими эффектами в формировании суперконтинуума будут являться солитонный распад и рамановский солитонный самосдвиг частоты. Когда фемтосекундный импульс попадает в высоконелинейную среду с аномальной дисперсией, наблюдается эффект многосолитонного сжатия, в результате чего спектр импульса уширяется, а длительность уменьшается. Затем сжатый импульс распадается на большое количество фундаментальных

солитонов, каждый из которых смещается в длинноволновую область за счет эффекта рамановского самосдвига частоты. Поскольку родившиеся в результате распада солитоны имеют разные энергии, частотный сдвиг для разных солитонов будет разным, что приводит к формированию спектрального континуума. Длина световода, после которой произойдет солитонный распад (или длина максимального многосолитонного сжатия) может быть рассчитана по формуле:

$$L_{\text{расп.}} = \frac{L_D}{N} = \sqrt{\frac{\tau_0^2}{|\beta_2| \gamma P_0}}$$

Где L_D – дисперсионная длина, N – порядок солитона, соответствующий импульсу накачки. В случае солитонного распада возможна так же генерация линейных дисперсионных волн в области нормальной дисперсии световода. Поскольку механизмом, отвечающим за формирование континуума, является рамановский самосдвиг частоты, спектр суперконтинуума преимущественно смещается в длинноволновую область относительно спектра импульса накачки. Так же в случае аномальной дисперсии возможна генерация линейных дисперсионных волн в области нормальной дисперсии световода. В работе [64] демонстрируется суперконтинуум в области 1.9 - 3.65 мкм (Рис. 31) сгенерированный во фторидном (ZBLAN) световоде с соотношением сердцевина оболочка 8/130 мкм и длиной 10 метров.

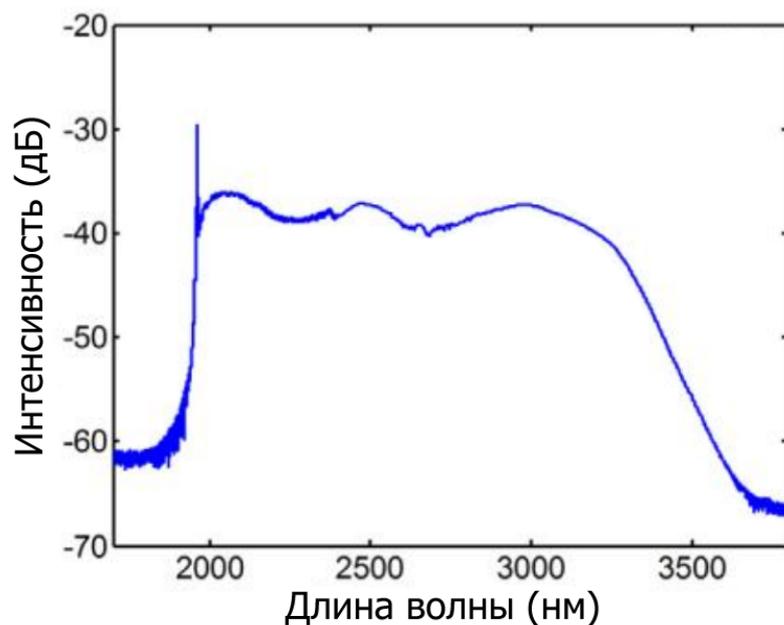


Рис. 31. Спектр суперконтинуума, сгенерированного во фторидном волокне с накачкой в области аномальной дисперсии [64].

Накачка фторидного световода осуществлялась импульсами на выходе тулиевой волоконной лазерной системы, длительностью 26 пс и энергией около 100 нДж на длине волны 1960 нм, что соответствует началу области аномальной дисперсии фторидного волокна.

Однако в общем случае, генерация суперконтинуума это сложный процесс, с трудом поддающийся численному моделированию. Например, начавшись с ФСМ в области нормальной дисперсии, часть излучения континуума может попасть в область аномальной дисперсии, где будут проявляться солитонные эффекты.

3.2 НЕЛИНЕЙНЫЕ СВЕТОВОДЫ ПРОЗРАЧНЫЕ В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ: ГЕРМАНАТНЫЕ, ТЕЛЛУРИТНЫЕ И ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ СВЕТОВОДЫ.

Для эффективной перестройки длины волны в область среднего ИК-диапазона, прежде всего, необходимо чтобы световод, в котором осуществляется перестройка, был прозрачен в этой области. Так, потери

стандартного телекоммуникационного волокна SMF-28 сильно возрастают в области > 2 мкм.

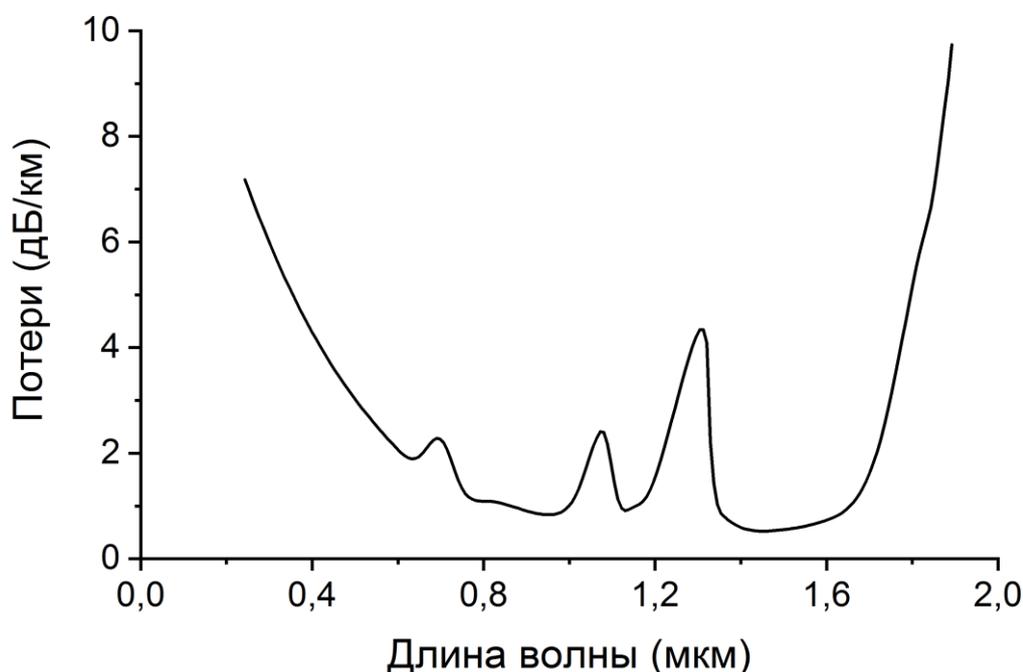


Рис. 32. Оптические потери световода Corning SMF-28e

Таким образом перестройка излучения в область длин волн больших, чем 2,4 мкм в световодах из плавленого кварца проблематична [65–67], и как правило реализуется в световодах длиной порядка нескольких сантиметров.

Основными факторами, ограничивающими прозрачность стекла для электромагнитных волн оптического диапазона, являются собственное и многофононное поглощение.

Собственное поглощение в диэлектриках и полупроводниках обусловлено поглощением фотонов с образованием электронно-дырочных пар если энергия фотона больше ширины запрещенной зоны материала. Граничная длина волны в этом случае определяется формулой:

$$\lambda_c = \frac{\hbar c}{E_g}$$

Где E_g – ширина запрещенной зоны материала. При этом излучение с $\lambda > \lambda_c$ проходит через материал без поглощения, поскольку энергии фотона недостаточно для создания электронно-дырочной пары. Излучение с $\lambda < \lambda_c$ поглощается материалом. Переход из области прозрачности в область поглощения имеет резкий характер. Собственное поглощение ограничивает прозрачность материалов со стороны коротких волн и зачастую обуславливает их цвет в видимом диапазоне. Например, для селенида цинка граничная длина волны составляет примерно 520 нм, для кристаллического кремния – 1.2 мкм, а для германия 1.8 мкм.

Многофононным называется поглощение ИК излучения на частотах кратных либо равных сумме двух или более частот различных фундаментальных колебаний атомов в молекулах вещества. Многофононное поглощение ограничивает прозрачность материалов со стороны длинных волн. Частота фундаментальных колебаний двух элементов в молекуле определяется по формуле:

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)}$$

Где m_1 и m_2 – массы элементов. Из формулы выше следует, что чем тяжелее элементы атома, тем ниже частота колебаний и, соответственно, больше длина волны многофононного поглощения. Таким образом для обеспечения прозрачности материала в среднем ИК-диапазоне, необходимо чтобы он состоял из тяжелых элементов.

Немаловажным фактором является также фундаментальное поглощение различных примесей, например, молекулы воды имеют пик поглощения в районе 3 мкм. Спектры поглощения многих органических и неорганических соединений также имеют полосы в среднем ИК-диапазоне [68]. Поэтому при

производстве ИК-материалов крайне важно обеспечить их чистоту, особенно если это материалы для производства оптических волокон.

В итоге, чем шире запрещенная зона материала и чем тяжелее химические элементы, из которых он состоит, тем шире полоса прозрачности, при отсутствии полос поглощения, связанных непосредственно с атомами вещества. На рисунке 33 представлены полосы прозрачности некоторых материалов, используемых в ИК-оптике.

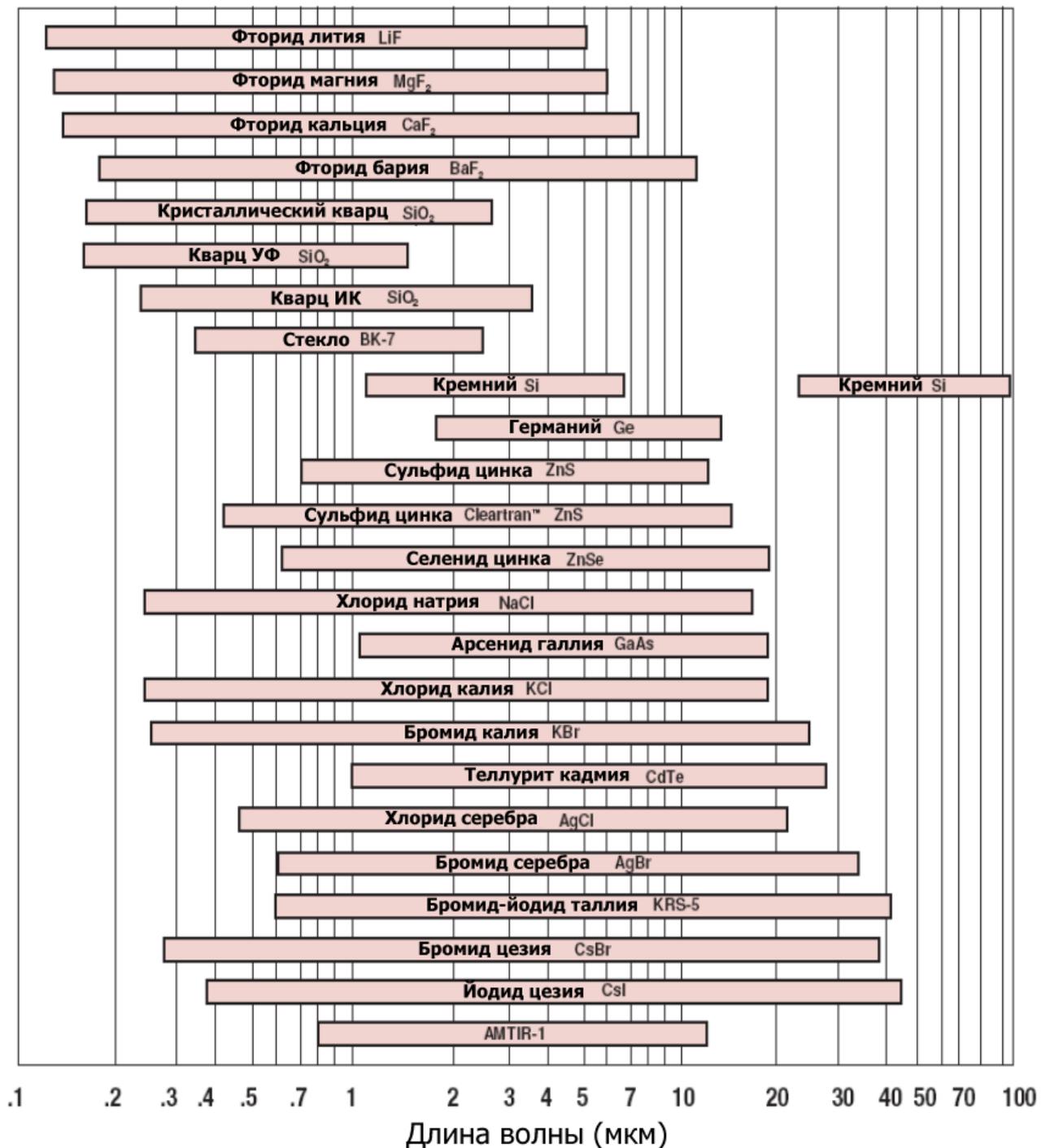


Рис. 33. Полосы прозрачности некоторых ИК материалов [69]

Однако не любой материал пригоден для производства оптического волокна. Поскольку подавляющее большинство волокон производится методом вытяжки из преформы, чтобы получить хороший световод, в процессе вытяжки материал должен обладать вязкостью в диапазоне $10^4 - 10^7$ пуазов. Слишком высокая вязкость приведет к обрывам волокна в процессе вытяжки,

а слишком малая к неоднородности толщины сердцевины и ее положения в волокне. Этот факт существенно сужает выбор материалов для производства оптических волокон, так как далеко не все материалы могут иметь вязкость в указанном выше диапазоне.

В настоящее время в качестве волокон, прозрачных в среднем ИК-диапазоне, наибольшее распространение получили световоды из германатных, теллуритных, фторидных и халькогенидных стекол [70]. Что касается структуры волокна, то тут можно выделить step-index световоды, изготовленные из одного материала, но с добавками, изменяющими показатель преломления, микроструктурированные или фотонно-кристаллические волокна, волокна с полый сердцевиной или брэгговские и гибридные волокна, у которых сердцевина и оболочка выполнены из разных материалов, например, волокна с сердцевинной из халькогенидного стекла, а оболочкой из кварцевого.

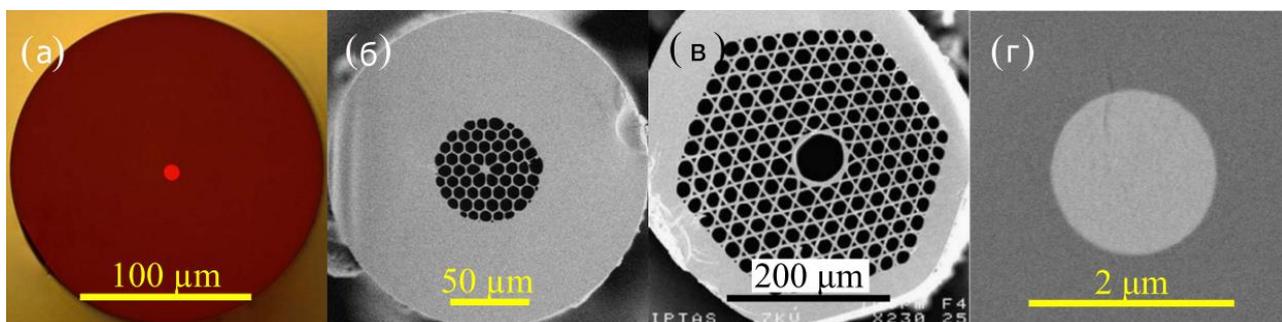


Рис. 34. Различные виды ИК световодов. а) халькогенидный step-index световод б) фторидный фотонно-кристаллический световод в) халькогенидный световод с полый сердцевинной г) гибридный световод с сердцевинной из халькогенидного стекла и оболочкой из теллуритного [70]

Германатные световоды

В германатных световодах, по сравнению с кварцевыми (SiO_2), прозрачность в длинноволновой области увеличена за счет замены иона кремния на более тяжелый германий (GeO_2). За счет этого они имеют большую, по сравнению

с обычными кварцевыми световодами полосу прозрачности (Рис. 35). За счет схожих свойств оксидов кремния и германия, заготовки для таких световодов легко изготавливаются по стандартной технологии осаждения из газовой фазы (MCVD).

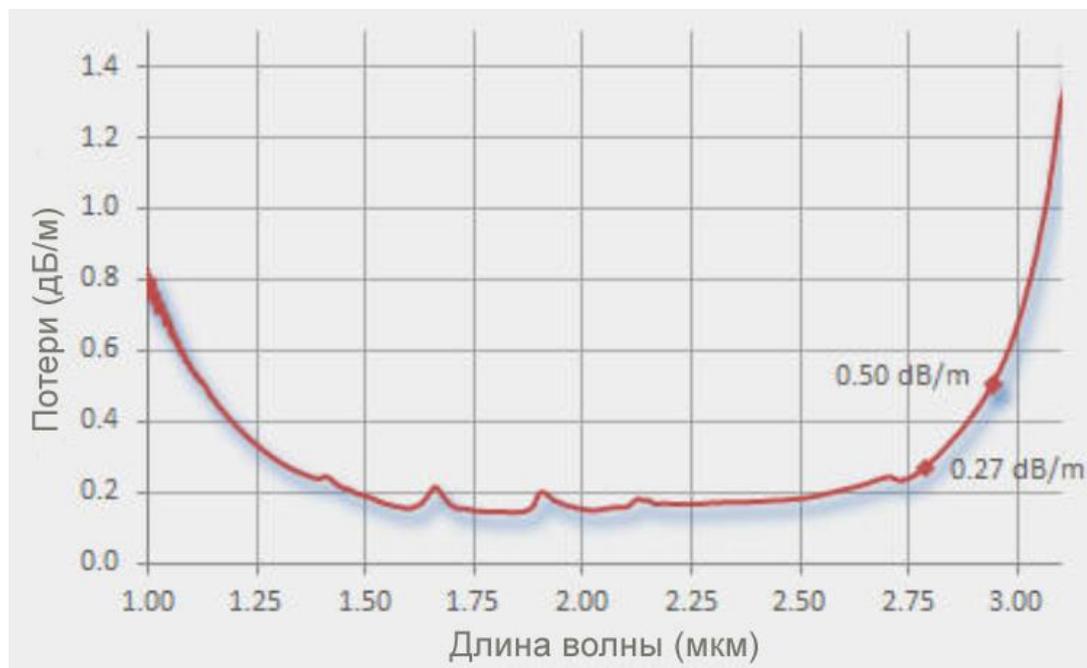


Рис. 35. Спектр прозрачности многомодового германатного световода [71]

Физические свойства германатного стекла аналогичны кварцевому, что позволяет, во-первых, создавать гибридные световоды с германатной сердцевиной и кварцевой оболочкой, а во-вторых сваривать германатные световоды с кварцевыми при помощи стандартной технологии дуговой сварки. Варьируя количество оксида германия в сердцевине, а также диаметр сердцевины становится возможным управление дисперсионным профилем световода, что позволяет, например, создавать волокна с нормальной дисперсией в полуторамикронном диапазоне длин волн. За счет в несколько раз большей нелинейности, а так же широкой полосы прозрачности, по сравнению с кварцевыми световодами, германатные волокна хорошо подходят для задач нелинейного преобразования длин волн [72–74].

Теллуритные световоды

Теллуритное стекло, в отличие от германатного, относится к классу так называемых мягких стекол. Их отличает достаточно малая температура стеклования (250-300°C против 1700°C у кварца). Поскольку чистый оксид теллура (TeO_2) при охлаждении кристаллизуется, теллуритные стекла в своем составе, как правило, имеют еще несколько оксидов, таких как ZnO , WO_3 , La_2O_3 , GeO_2 и др. Теллуритные световоды прозрачны в диапазоне до ~4 мкм. По сравнению с фторидными и халькогенидными, они обладают хорошей устойчивостью к кристаллизации, а также менее токсичны и более химически и температурно стабильны, что позволяет легко изготавливать из них микроструктурированные световоды.

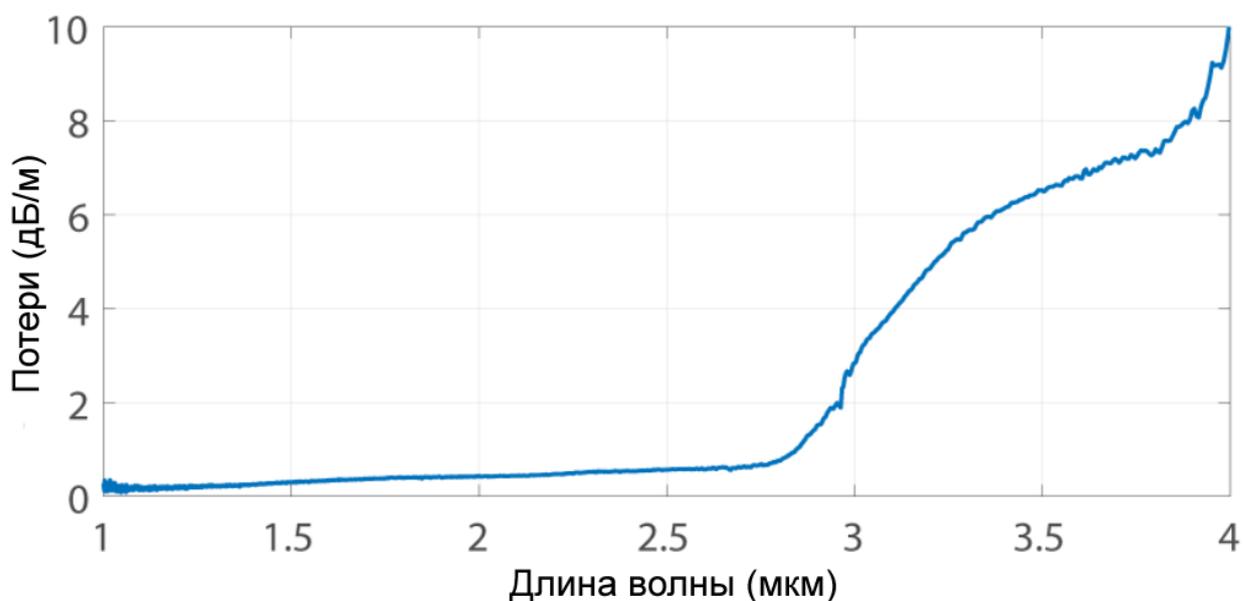


Рис. 36. Спектр прозрачности теллуритного световода TZNF/TZNG [75].

Потери в теллуритных световодах на порядок больше, по сравнению с германатными или кварцевыми световодами. Однако их нелинейность в 20-25 раз больше чем у кварцевых, что позволяет использовать их для перестройки излучения в средний ИК-диапазон [76–79]. К недостаткам этих световодов можно отнести сложность изготовления как высокочистых «сухих» теллуритных стекол, так и заготовок для световодов.

Фторидные световоды

Фторидные стекла, по сравнению с другими ИК материалами имеют наиболее низкий показатель преломления (1.5) и коэффициент нелинейности. Поэтому световоды из этих стекол хорошо подходят для создания лазеров, а также транспортировки мощного излучения. Световоды из фторидного стекла обладают широкой полосой прозрачности (от ~300 нм до 7 мкм). Фторидные стекла, тоже относятся к классу мягких, их температура плавления $T_m \approx 450^\circ\text{C}$, а температура стеклования $T_g \approx 260^\circ\text{C}$.

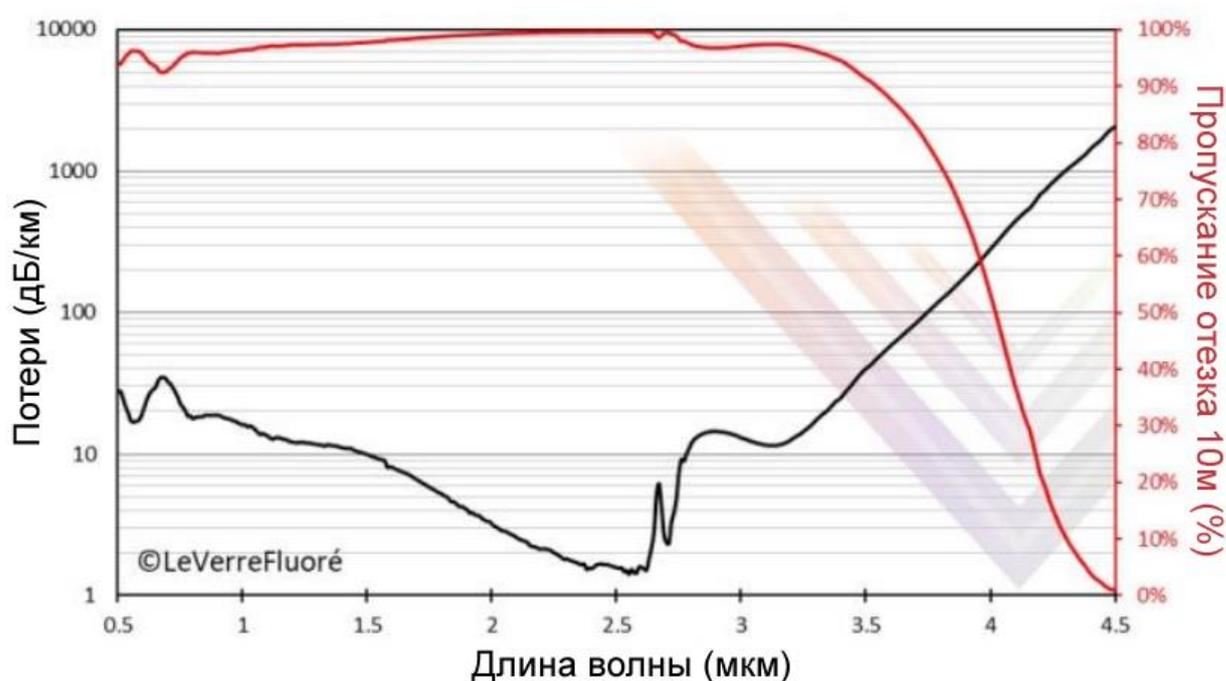


Рис. 37. Спектр прозрачности коммерческого ZBLAN световода [80].

В настоящее время наибольшее распространение получили фторцирконатные или ZBLAN волокна состоящие из $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$. Фторцирконатные стекла являются наиболее стабильными и устойчивыми к кристаллизации из фторидных, что позволяет делать из них высококачественные оптические волокна. Легирование редкоземельными ионами позволяет создавать на основе фторцирконатных световодов лазеры и усилители, работающие в среднем ИК-диапазоне [81–84]. Несмотря на то,

что ZBLAN световоды обладают малой нелинейностью, за счет малых потерь а также небольшой ДГС с нулем на длине волны ~ 1.6 мкм, эти волокна успешно применяются для генерации суперконтинуума в среднем ИК-диапазоне [85–88]. Однако, фторидные световоды хрупкие, а также деградируют под воздействием атмосферной влаги, что затрудняет их широкое коммерческое использование.

Халькогенидные световоды

К халькогенидным относят стекла из соединений элементов 16 группы периодической системы (S, Se, Te) с металлами. Основными особенностями этих стекол является широкая полоса прозрачности, распространяющаяся в длинноволновый ИК-диапазон и возможность изготовления из них световодов методом вытяжки.

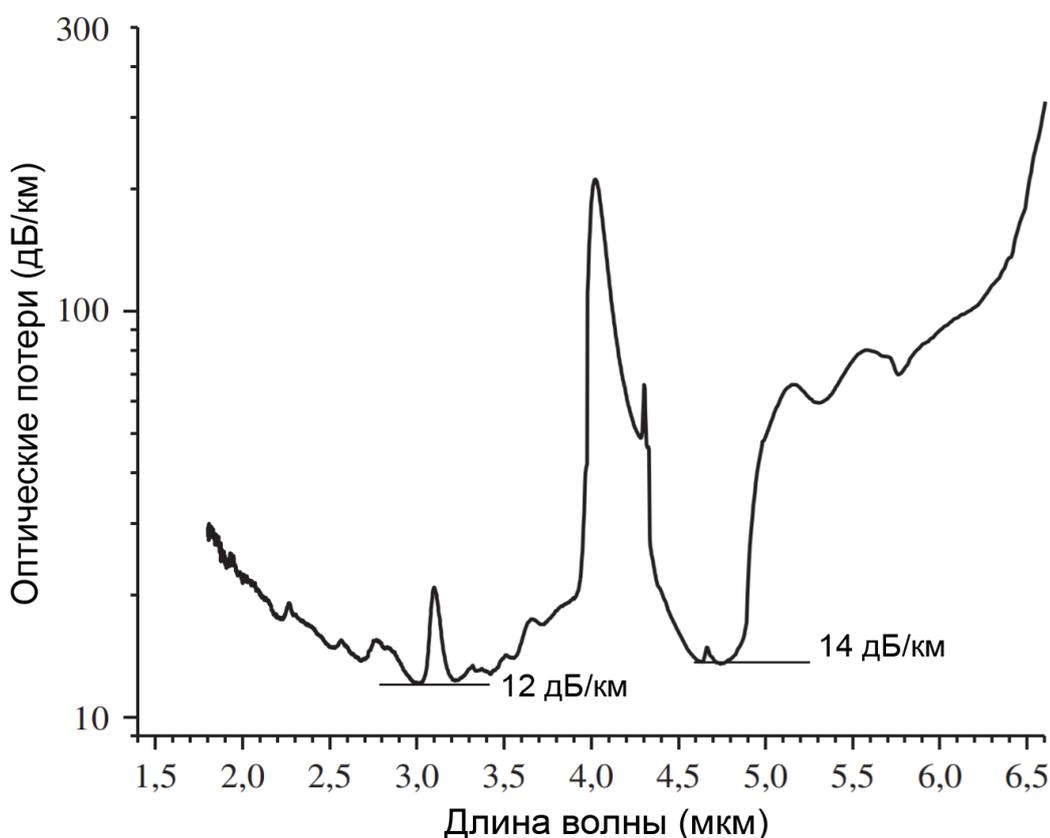


Рис. 38. Спектр прозрачности многомодового халькогенидного (AsS) световода [89].

Так образцы стекол толщиной 1 мм имеют полосу прозрачности 0.5-12 мкм для стекол на основе серы, 1-16 мкм для стекол на основе селена и 1.5-20 мкм для стекол на основе теллура. Типичные потери для халькогенидных световодов составляют 0.01-10 дБ/м в зависимости от состава [89–91]. По сравнению с другими стеклами, у халькогенидных стекол самый большой коэффициент нелинейности, что позволяет создавать на их основе рамановские лазеры [92–94] и источники суперконтинуума [95–97]. К недостаткам халькогенидных световодов можно отнести малую стойкость к излучению высокой мощности и высокую токсичность материала.

3.3 ГЕНЕРАЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В ГЕРМАНАТНЫХ СВЕТОВОДАХ

Германатные световоды, как было сказано ранее, обладают высоким коэффициентом нелинейности, низкими потерями в длинноволновой области, большим сечением рамановского рассеяния и физически схожи с кварцевыми световодами, что позволяет сваривать их используя стандартные методы [98]. Поскольку германий в низкой концентрации используется при производстве телекоммуникационных световодов для повышения показателя преломления сердцевины, производство заготовок для световодов с германатной сердцевиной и кварцевой оболочкой легко осуществимо на стандартных установках MCVD. Все вышеперечисленное делает германатные световоды идеальными для создания компактных полностью волоконных источников в ближнем и среднем ик-диапазонах, не требующих настройки и обслуживания в процессе работы.

В настоящее время была продемонстрирована генерация широкополосного суперконтинуума в диапазоне 0.7 – 3.2 мкм в световоде с содержанием оксида германия в сердцевине 74 мол. % при накачке мощными

наносекундными импульсами с эрбиевой МОРА лазерной системы [99]. Также в световоде содержащем 75 мол. % GeO_2 был продемонстрирован суперконтинуум в диапазоне 1.9 – 3 мкм при накачке субпикосекундными импульсами с тулиевой лазерной системы [72]. В работе [100] демонстрируются перестраиваемые в диапазоне 2 – 3 мкм фемтосекундные импульсы полученные при накачке волокна с 97 мол. % GeO_2 в сердцевине гибридной эрбий-тулиевой фемтосекундной лазерной системой.

Однако во всех вышеперечисленных работах использовались световоды стандартной геометрии, поэтому в рамках диссертационной работы были исследованы германатные световоды с изменяющимся по длине диаметром сердцевины и оболочки. Зависимость диаметра оболочки от положения в световоде представлена на рис. 39.

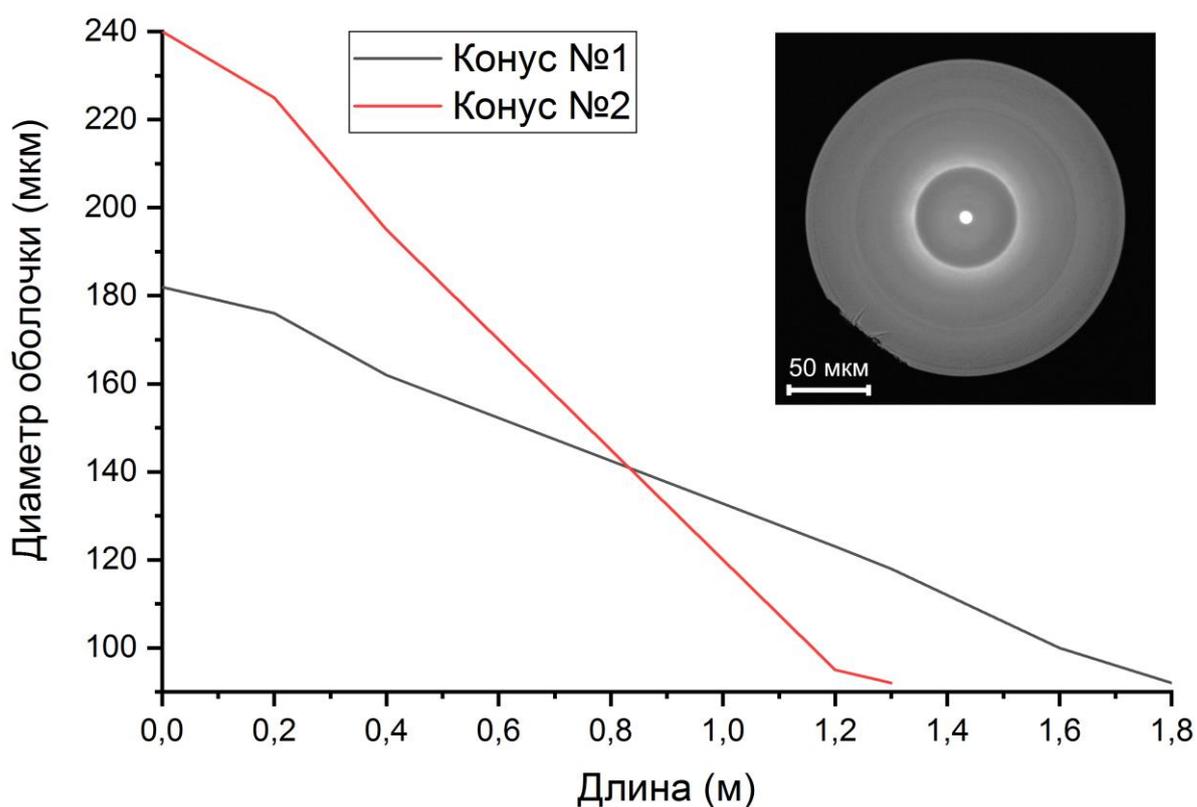


Рис. 39. Зависимость диаметра оболочки конусных германатных световодов от длины. На вставке: поперечное сечение конусного германатного световода диаметром 182 мкм.

Конусные световоды были изготовлены в НЦВО РАН. Сердцевина световодов изготавливалась из 97 мол. % оксида германия, тогда как оболочка была выполнена из кварцевого стекла. Соотношение диаметров сердцевины и оболочки постоянно и составляет 1/30. Конусный световод №1 имеет начальный диаметр сердцевины 6 мкм, конечный – 3 мкм и длину 180 см. Конусный световод №2 имеет начальный диаметр сердцевины 8 мкм, конечный – 3 мкм и длину 130 см.

Экспериментальная установка состояла из эрбиевого фемтосекундного волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод, более подробно описанного в п.2 главы 1, эрбиевого усилителя и исследуемого германатного конусного световода.

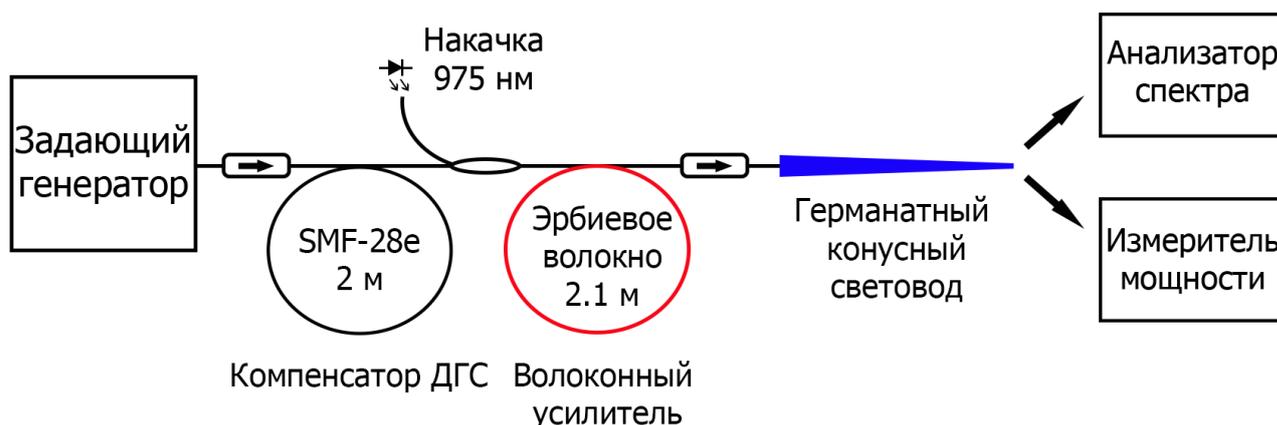


Рис. 40. Схема экспериментальной установки по исследованию конусного германатного световода

Импульсы на выходе задающего генератора пре-чирпировались в отрезке стандартного световода SMF-28e длиной ~2 метра после чего усиливались в эрбиевом усилителе до энергии 2 нДж. За счет компенсации дисперсии активного световода и фазовой самомодуляции при усилении, импульсы укорачивались до длительности 70 фс. Соединение германатного световода с выходом усилителя осуществлялось при помощи дуговой сварки (Ericsson FSU 995). Для уменьшения потерь на сварке, место соединения многократно проваривалось. При этом оксид германия в германатном световоде

диффундирует в близлежащие области, тем самым увеличивая диаметр сердцевины. Излучение на выходе световода анализировалось при помощи измерителя оптической мощности и анализатора спектра. Также для исследования конусных световодов использовался выход эрбий-тулиевой волоконной системы, описанной в главе 2 (2 мкм, 130 фс, 2 нДж), который аналогичным образом сваривался с германатными световодами.

В конусном световоде №1 при накачке фемтосекундными импульсами с эрбиевой системы был получен суперконтинуум в диапазоне 1.5 – 3 мкм.

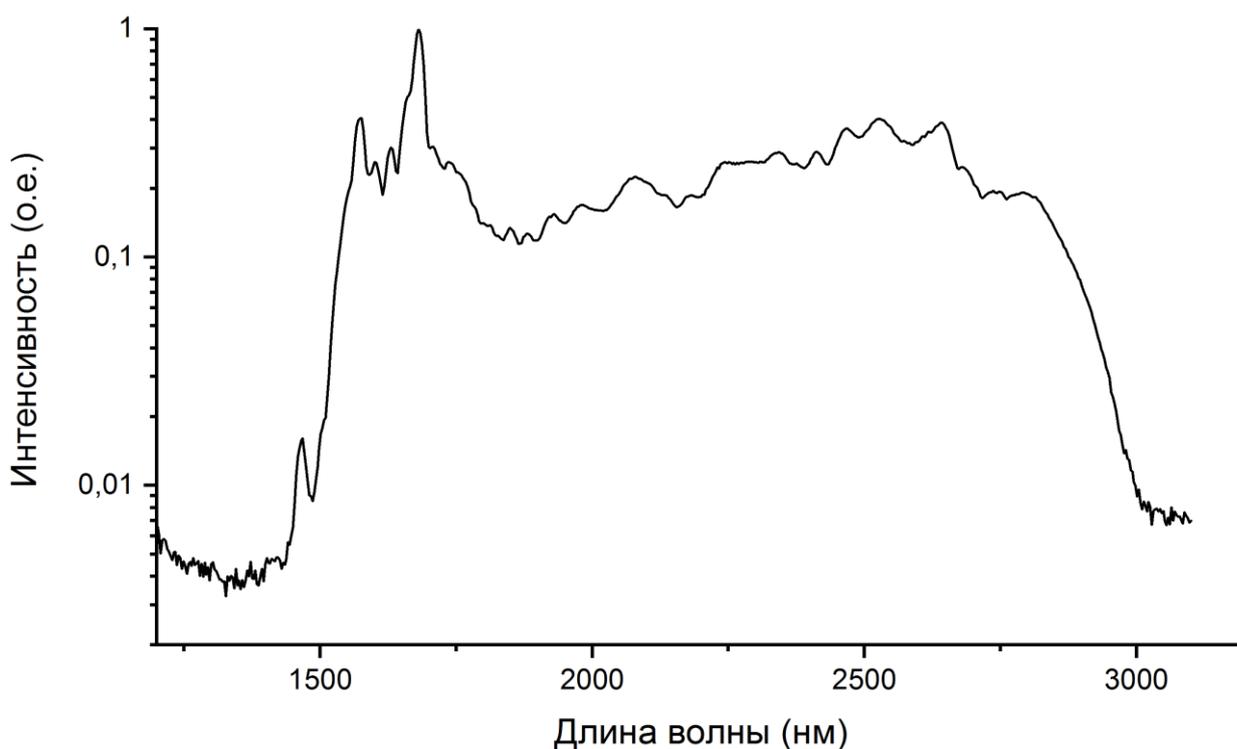


Рис. 41. Спектр суперконтинуума на выходе конусного световода №1 с накачкой фемтосекундными импульсами на длине волны 1.5 мкм.

Средняя мощность излучения на выходе составила 45 мВт. При этом в спектральном диапазоне >2 мкм сосредоточено 2/3 мощности или 30 мВт.

При накачке двухмикронными импульсами с эрбий-тулиевой волоконной системы был получен суперконтинуум в диапазоне 1.7 – 3 мкм.

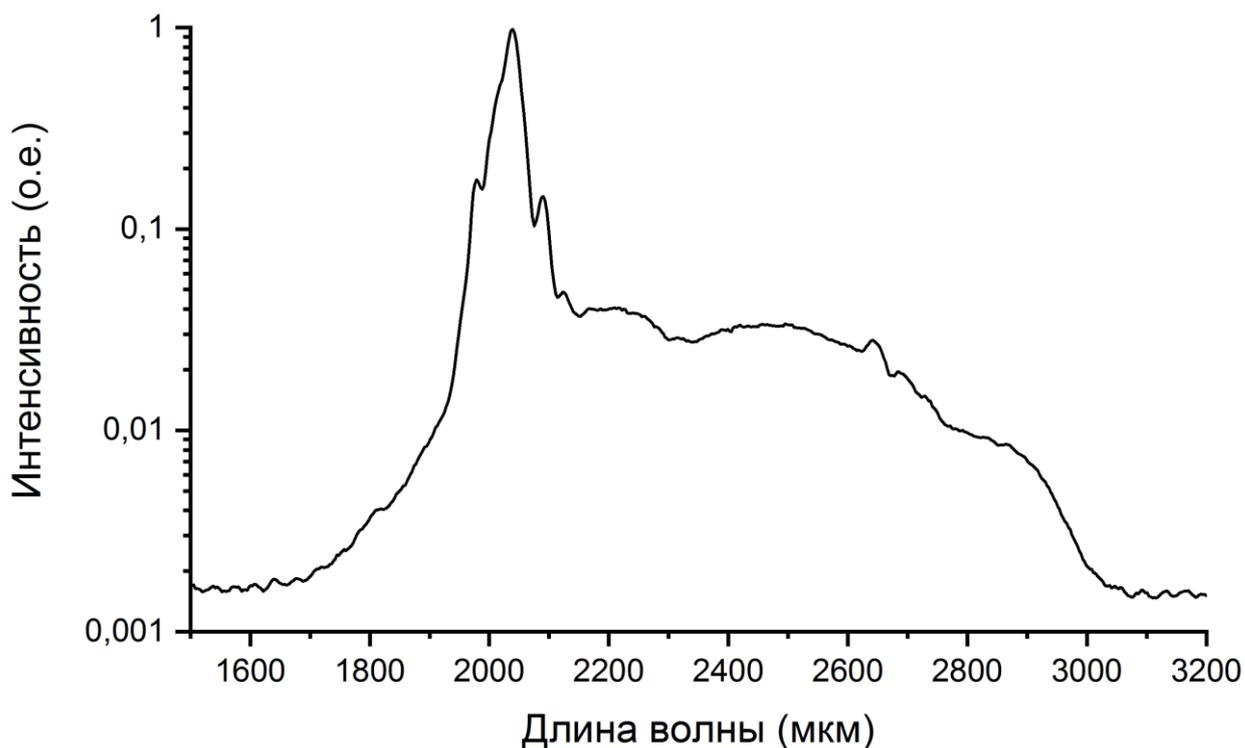


Рис. 42. Спектр суперконтинуума на выходе конусного световода №1 с накачкой фемтосекундными импульсами на длине волны 2 мкм.

Мощность излучения на выходе составила 50 мВт, однако в области > 2.15 мкм сосредоточено только 14 мВт. Малая мощность на выходе конусного световода по сравнению со входной обусловлена большими потерями на сварке в силу различия диаметров и числовых апертур световодов, а также потерями в самом германатном световоде.

Конусный световод №2 по сравнению с первым короче (130 см) и имеет большее изменение диаметра: от 8 мкм в начале до 3 мкм в конце. Он также был исследован при помощи эрбиевой (рис. 43) и тулиевой (рис. 44) накачки. В первом случае был продемонстрирован суперконтинуум в диапазоне 1.5-2.8 мкм.



Рис. 43. Спектр суперконтинуума на выходе конусного световода №2 с накачкой фемтосекундными импульсами на длине волны 1.5 мкм.

Мощность на выходе составила 48 мВт, при этом доля мощности в диапазоне > 2 мкм составила 60% (29 мВт).

В случае накачки тулиевой волоконной системой был получен суперконтинуум в диапазоне 1.7 – 2.9 мкм. Мощность на выходе составила 52 мВт, доля мощности, лежащей вне диапазона длин волн накачки составила 24% или 12 мВт.

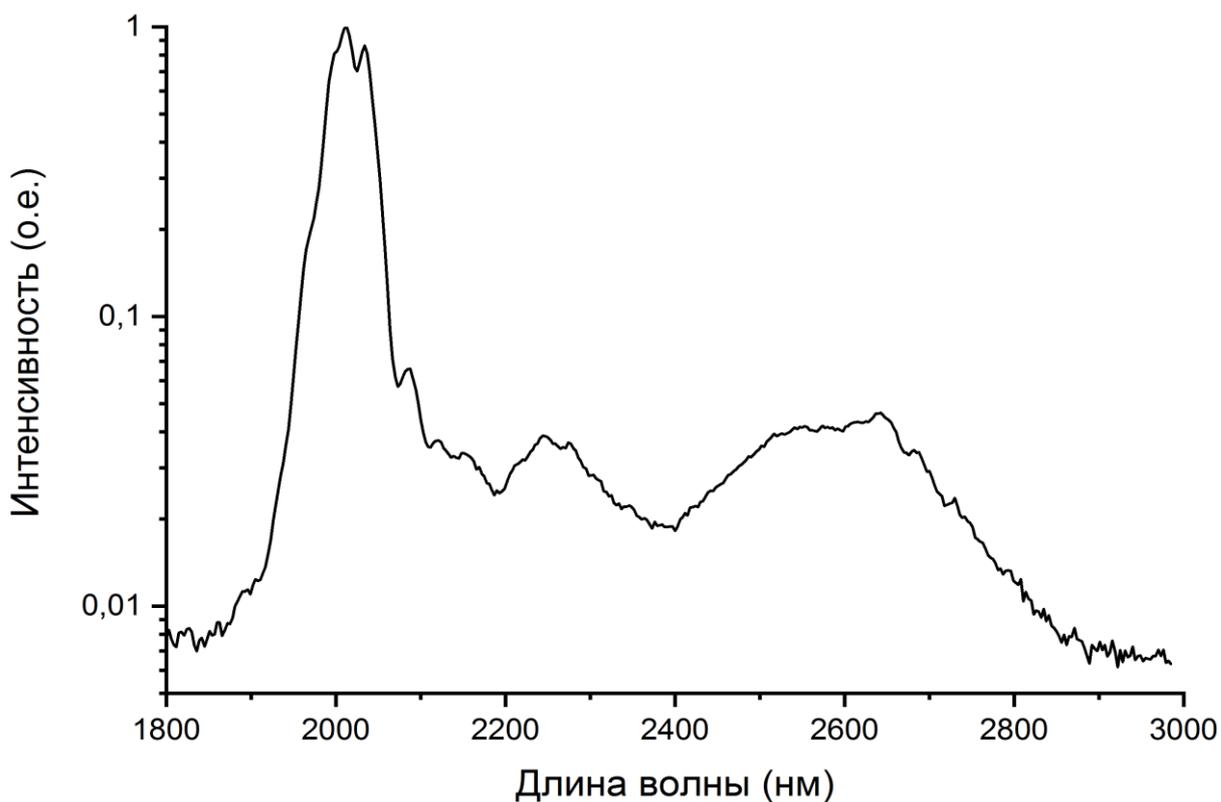


Рис. 44. Спектр суперконтинуума на выходе конусного световода №2 с накачкой фемтосекундными импульсами на длине волны 2 мкм.

Таким образом, несмотря на то, что конусный световод №2 обладает меньшей длиной и большим изменением диаметра по отношению к длине, он показал худшее уширение спектра по сравнению с первым конусом. Для эффективного уширения спектра в конусных германатных световодах при накачке наноджоульными фемтосекундными импульсами важна достаточная длина световода. Накачка импульсами на длине волны 2 мкм не показала преимущества по сравнению полуторамикронной накачкой. Тем не менее, в целом, конусный световод №1 показал большее уширение спектра, чем ранее полученный в более сложной гибридной схеме результат [100].

3.4 ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ РАМАНОВСКИХ СОЛИТОНОВ В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОМ ТЕЛЛУРИТНОМ СВЕТОВОДЕ

Помимо источников суперконтинуума в среднем ИК-диапазоне, для многих задач требуются широкополосные перестраиваемые источники фемтосекундных импульсов. Такие источники в среднем ИК могут быть созданы на основе эффекта рамановского самосдвига частоты в световодах из мягких стекол, прозрачных в этой области [101–103]. Теллуритные световоды, по сравнению с германатными, обладают более широкой полосой прозрачности, а также в несколько раз большей нелинейностью. Они имеют сравнительно малые потери до ~ 4 мкм, что позволяет использовать их для перестройки излучения в средний ИК-диапазон.

В экспериментах по генерации перестраиваемых солитонов использовался теллуритный микроструктурированный световод изготовленный из стекла состава $\text{TeO}_2\text{-WO}_3\text{-La}_2\text{O}_3$. Заготовка для световода была изготовлена в ИХВВ РАН, тогда как сам световод вытягивался в НЦВО РАН. Поскольку точка нуля ДГС для теллуритных стекол, как правило, располагается в области > 2 мкм, световод изготавливался в исполнении с подвешенной сердцевинкой (suspended core, рис. 45), что позволяет сместить точку нуля ДГС в область ~ 1.5 мкм за счет волноводной составляющей дисперсии. Заготовка для световода изготавливалась из высокочистого стекла TWL с составом $72\text{TeO}_2\text{-}24\text{WO}_3\text{-}4\text{La}_2\text{O}_3$ (мол. %). Содержание примесей в стекле не превышало 1 миллионной доли по весу.

Таблица 1. Содержание примесей в стекле TWL

Примесь, млн. ⁻¹	WO ₃	TeO ₂	La ₂ O ₃
Cu	0.003	0.002	< 0.2
V	< 1¹	< 1¹	< 0.1
Mn	< 0.0004	< 0.001	< 0.1
Cr	< 1¹	< 1¹	< 0.1
Ni	< 0.007	< 0.02	< 0.2
Co	< 0.01	< 0.03	< 0.1
Fe	0.004	< 0.006	0.7
Mg	< 0.0007	< 0.008	0.6
Al	0.03	< 0.01	1
Ca	< 0.02	< 0.06	100

Затем в заготовке при помощи алмазного сверла были просверлены 6 отверстий, после чего из нее был вытянут световод с диаметром оболочки 130 мкм и сердцевины ~ 3 мкм. Не смотря на асимметрию отверстий (рис. 45), вызванную неравномерностью поддержания давления в преформе при вытяжке, сердцевина световода симметрична. Поскольку перетяжки практически не влияют на моду в сердцевине, асимметрия отверстий никак не сказывается на качестве световода.

Потери в стекле TWL были рассчитаны из спектра поглощения образца длиной 9.35 см по формуле

$$\alpha = \frac{10}{L} \log \frac{1 - R}{T}$$

где T коэффициент пропускания образца, R – коэффициент френелевского отражения. Потери в теллуридном световоде измерялись методом обрезки

(cut-back) для световода длиной 9.5 метров в диапазоне 1-2.3 мкм и рассчитывались по формуле

$$\alpha = \frac{10}{L_1 - L_2} \log \frac{I_1}{I_2}$$

где L_1 – начальная длина световода (9.5 м), L_2 – конечная длина световода (1 м), I_1 – интенсивность на выходе отрезка L_1 , I_2 – интенсивность на выходе отрезка L_2 .

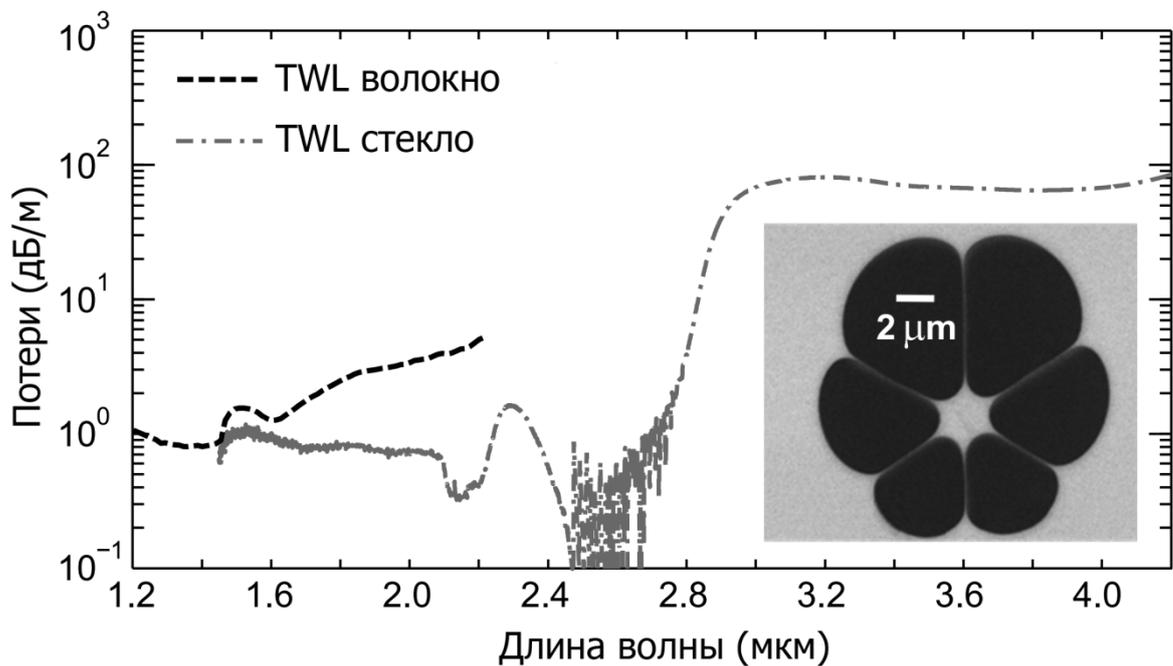


Рис. 45. Оптические потери в теллуридном TWL стекле и световоде из него. Микрофотография поперечного сечения теллуридного световода (на вставке).

Расчетная дисперсия теллуридного световода имеет ноль на длине волны 1.55 мкм (рис. 46) и находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными [49]. На больших длинах волн ДГС аномальная, таким образом для генерации перестраиваемых солитонов может быть использована как эрбиевая, так и тулиевая фемтосекундные лазерные системы.

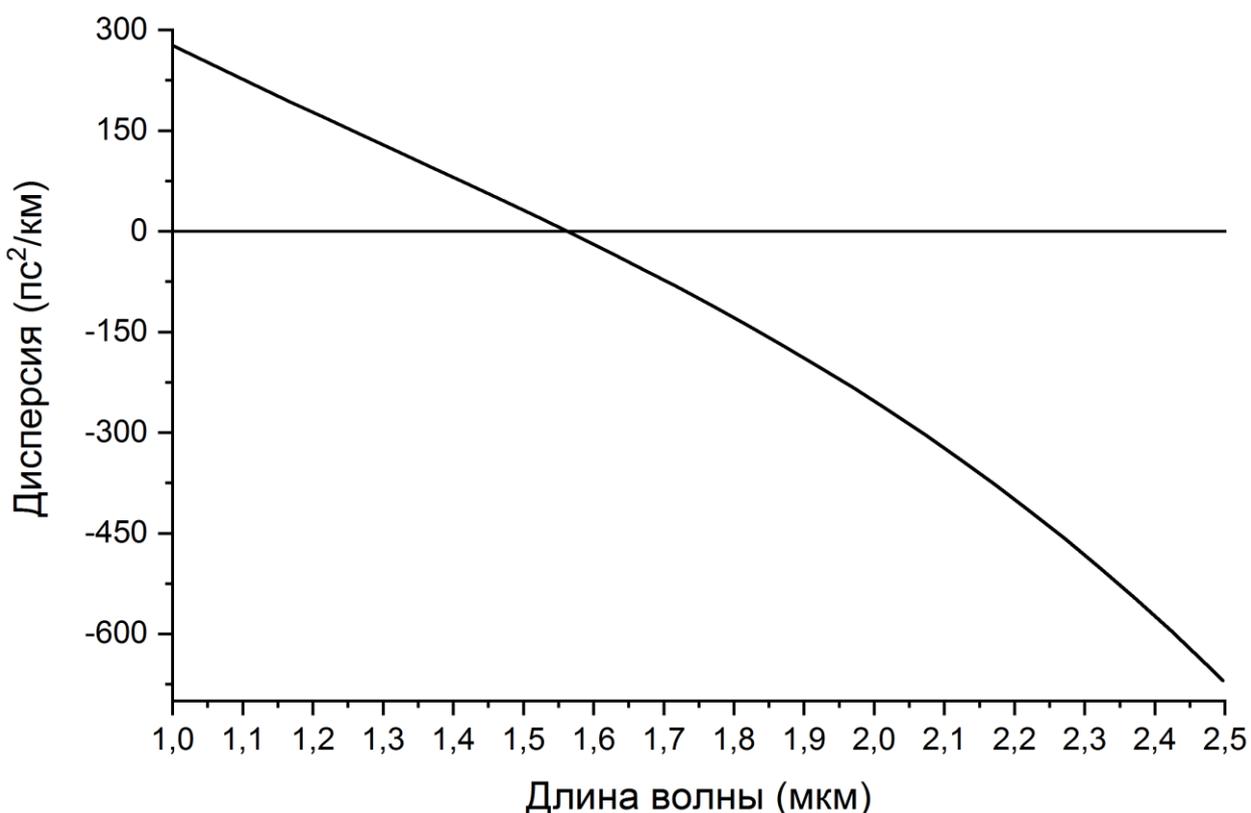


Рис. 46. Дисперсия групповых скоростей теллуритного TWL световода

В экспериментах по генерации перестраиваемых солитонов в качестве накачки использовалось излучение как эрбиевой фемтосекундной лазерной системы (1560 нм, 2 нДж, 150 фс) так и эрбий-тулиевой системы (2000 нм, 2-3 нДж, 130 фс). Поскольку энергия импульсов накачки мала, был использован отрезок теллуритного световода длиной 63 см. Поскольку теллуритное стекло легкоплавкое, ввод излучения в световод осуществлялся методом стыковки двух световодов при помощи микрометрических оптических столов. Так как оба световода одномодовые, вводимая в теллуритный световод энергия варьировалась смещением световодов друг относительно друга. Спектр излучения на выходе теллуритного световода регистрировался при помощи сканирующего монохроматора Solar ТП MS2004i с фотодетектором на основе PbSe фоторезистора Thorlabs PDA20H.

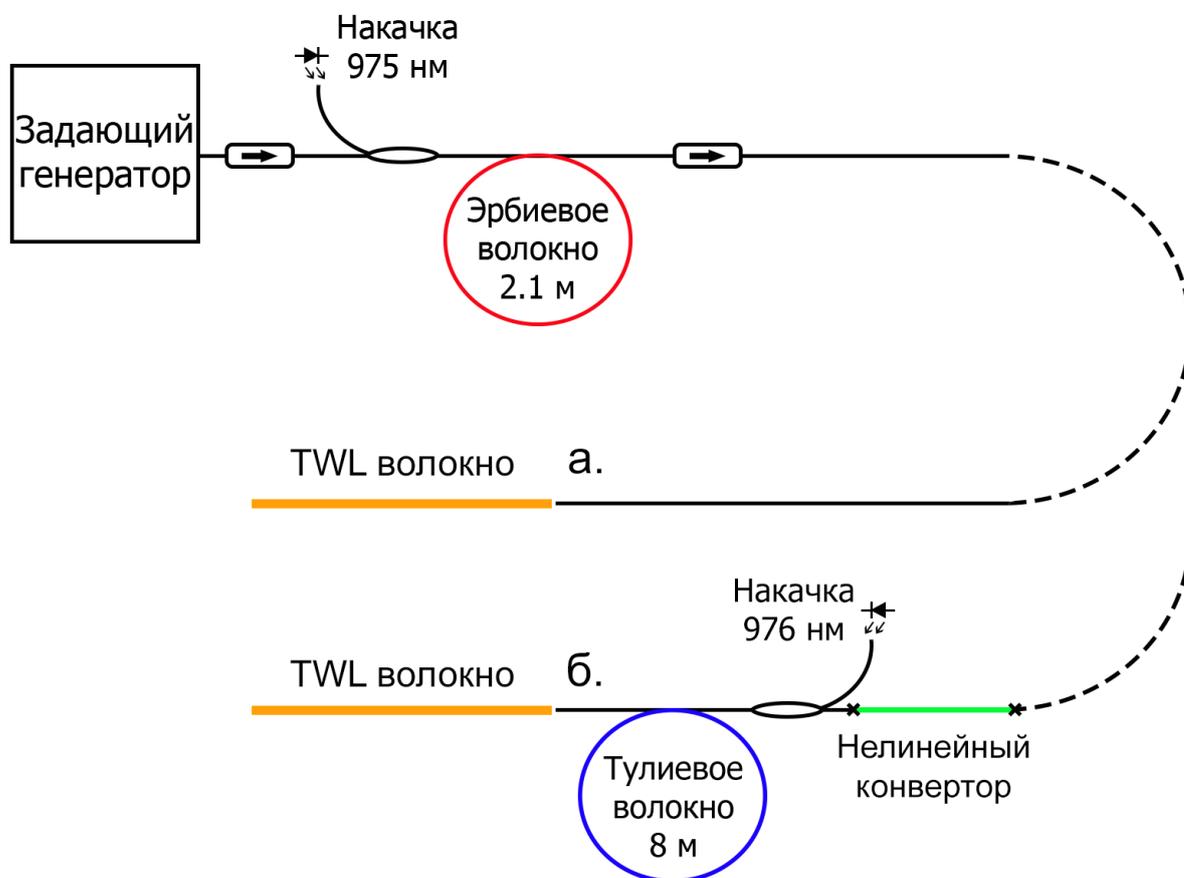


Рис. 47. Схема экспериментальной установки для генерации перестраиваемых солитонов в TWL световоде. а) Накачка на длине волны 1,6 мкм б) накачка на длине волны 2 мкм

В случае накачки фемтосекундными импульсами на длине волны 1.6 мкм, вблизи точки нуля дисперсии световода, наблюдалось сильное уширение спектра исходного сигнала. В области нормальной дисперсии наблюдалась генерация линейных дисперсионных волн, тогда как в области аномальной дисперсии генерировались рамановские солитоны. Варьируя энергию накачки на входе удалось осуществить плавную перестройку солитона в диапазоне 1.7 – 2.25 мкм. Максимальная средняя мощность на выходе световода составила 8 мВт. Энергия рамановских солитонов оценивается в 30-40 пДж.

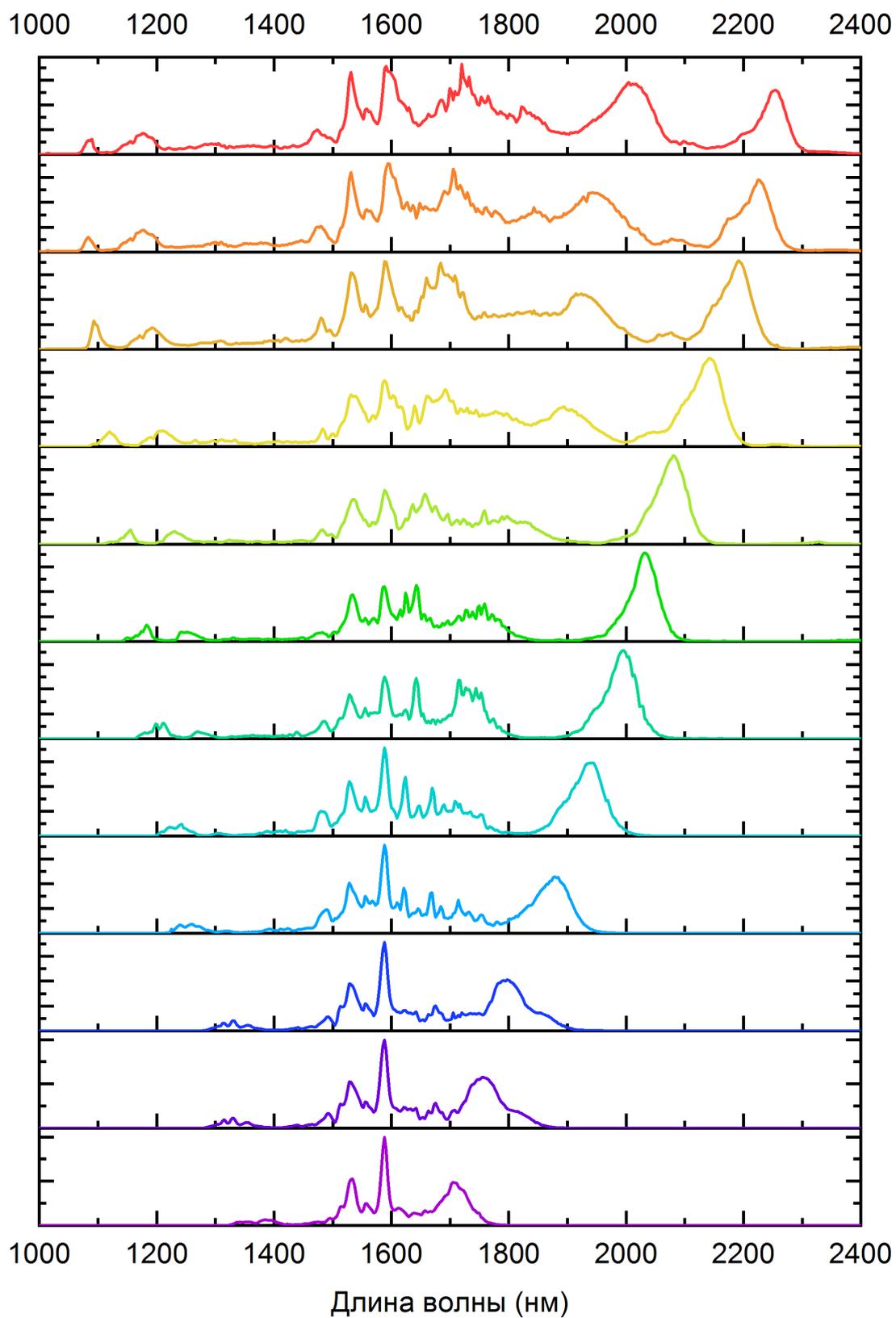


Рис. 48. Спектры на выходе теллуричного световода в зависимости от вводимой энергии (снизу вверх – увеличение энергии) при накачке фемтосекундными импульсами на длине волны 1.6 мкм

Экспериментальные спектры находятся в хорошем соответствии с результатами численного моделирования [49]. Для того чтобы удостовериться, что перестраиваемые импульсы являются солитонами, импульс на длине волны 2 мкм был измерен при помощи метода FROG.

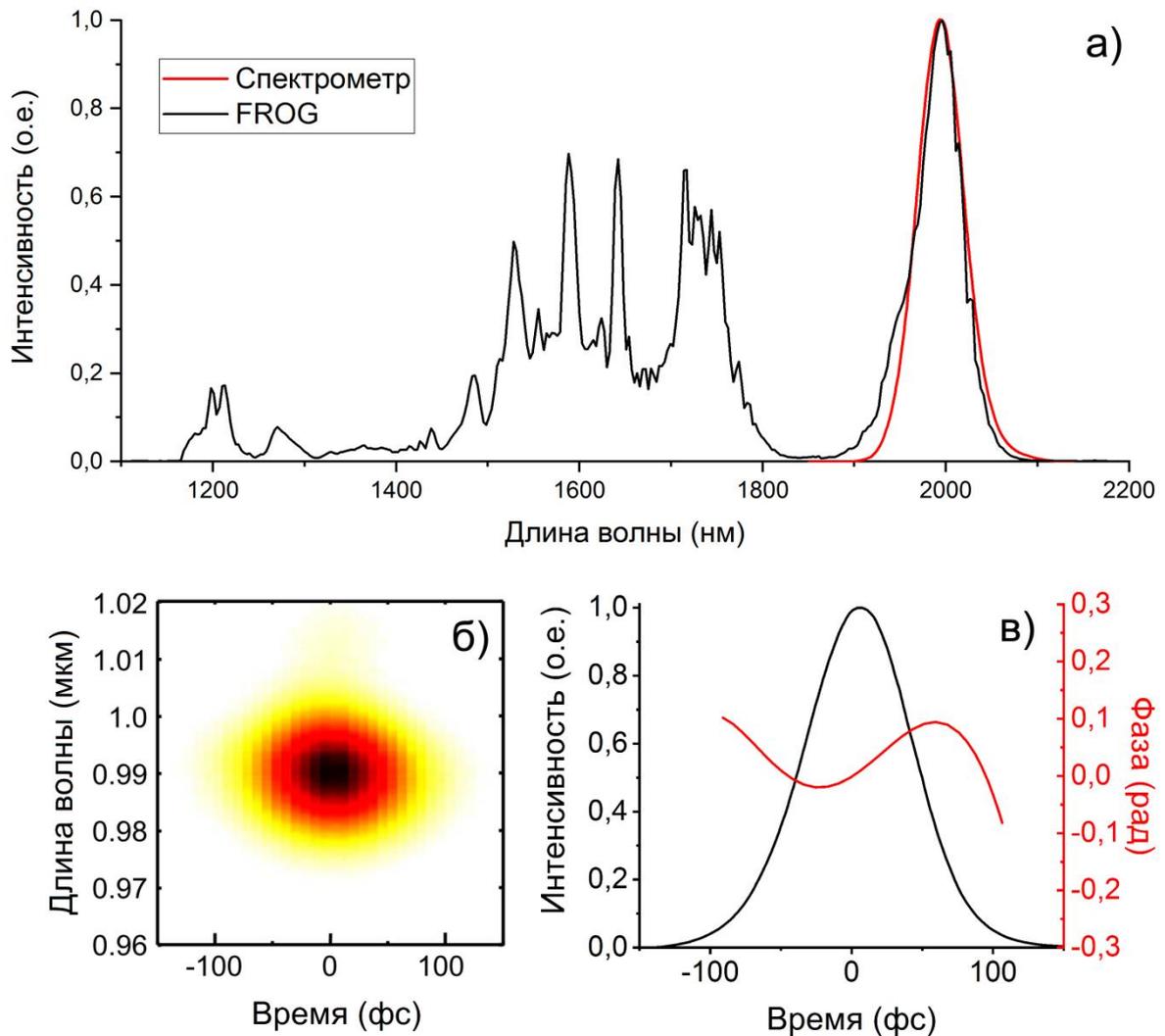


Рис. 49. а) Спектр сигнала на выходе TWL световода и восстановленный из FROG спектр б) FROG спектрограмма солитона на длине волны 2 мкм в) результат восстановления FROG

Длительность импульса на длине волны 2 мкм составила 85 фс, произведение спектральной ширины импульса на его длительность (TBP) составило 0.38, что близко к значению для солитона $TBP \approx 0.315$.

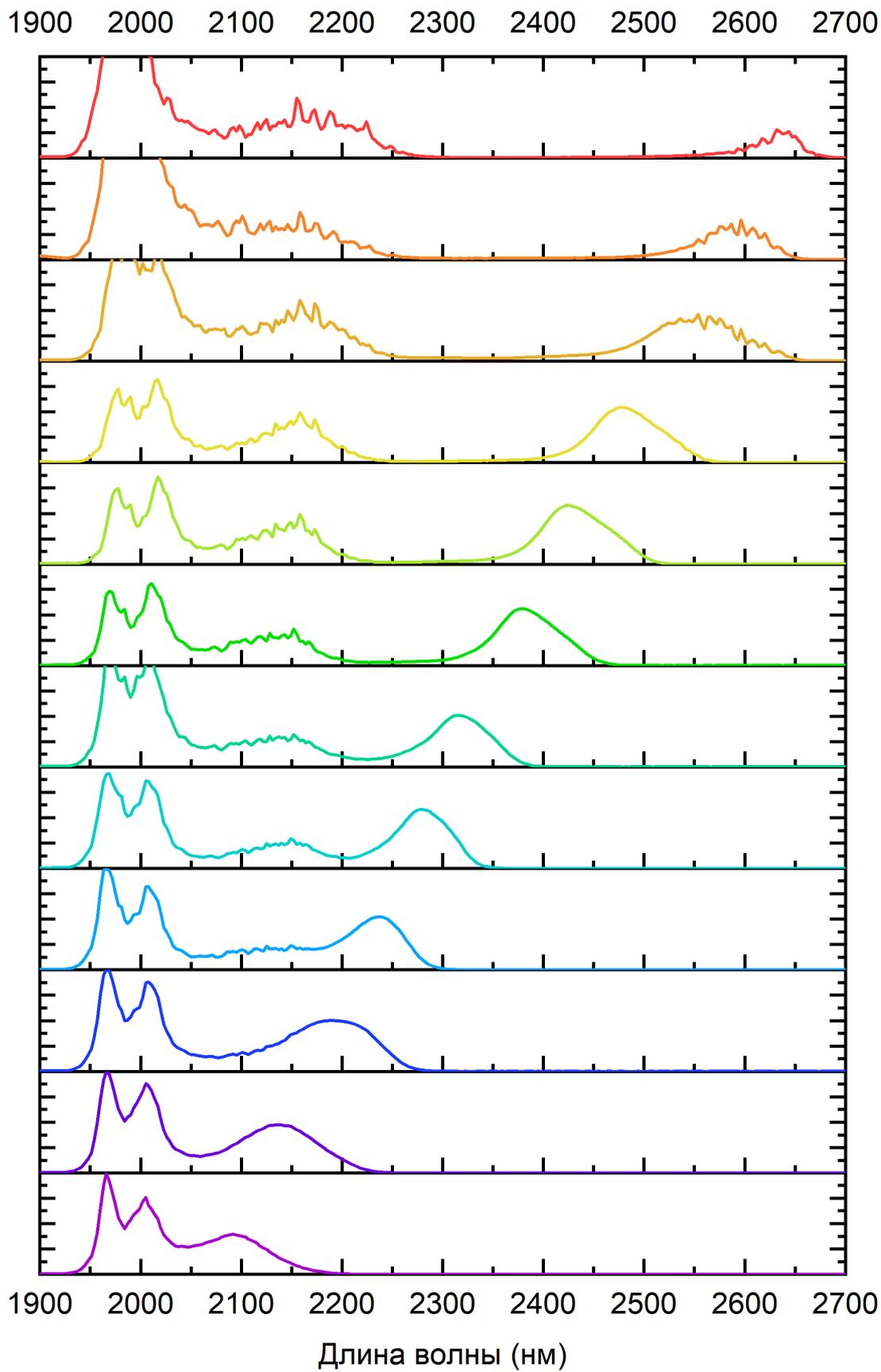


Рис. 50. Спектры на выходе теллуричного световода в зависимости от вводимой энергии (снизу-вверх – увеличение энергии) при накачке фемтосекундными импульсами на длине волны 2 мкм

При накачке фемтосекундными импульсами на длине волны 2 мкм были получены рамановские солитоны с максимальной отстройкой на длину волны 2.65 мкм. Завод излучения в световод осуществлялся методом стыковки тулиевого световода с теллуритным. Перестройка так же, как и в предыдущем случае осуществлялась разъюстировкой завода излучения в волокно. Максимальная средняя мощность на выходе световода составила 15 мВт. Энергия рамановских солитонов оценивается в 40-50 пДж.

3.5 ВЫВОДЫ

Исследовано нелинейное преобразование спектра в средний ИК-диапазон в двух типах световодов: германатном и теллуритном. Германатный световод был выполнен с уменьшающимся по длине диаметром сердцевины и оболочки. Накачка германатного световода осуществлялась фемтосекундными импульсами полуторамикронного диапазона. В германатном световоде длиной 1.8 м и диаметрами сердцевины на входе/выходе 6/3 мкм был получен суперконтинуум в диапазоне 1.5 – 3 мкм. Продемонстрирована генерация перестраиваемых в широком диапазоне рамановских солитонов в теллуритном микроструктурированном световоде с диаметром сердцевины 3 мкм и длиной 63 см. При накачке фемтосекундными импульсами на длине волны 1.5 мкм, диапазон перестройки составил 1.7 – 2.25 мкм. При накачке фемтосекундными импульсами на длине волны 2 мкм рамановские солитоны могут быть перестроены в диапазоне 2.1 – 2.65 мкм. Длительность солитона на длине волны 2 мкм была измерена методом FROG и составила 85 фс. Как в случае германатного, так и теллуритного световода, накачка осуществлялась волоконными лазерными системами, выполненными преимущественно из широко распространенных компонентов. Полностью волоконное исполнение продемонстрированных источников среднего ИК-диапазона обеспечивает их стабильность и компактность, что делает их привлекательными для многих приложений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработана мощная эрбиевая лазерная система на основе волокна с большой площадью поля моды. Система может работать как в полностью волоконном, так и в CPA режиме. В полностью волоконном режиме были получены импульсы длительностью 70 фс с энергией 14 нДж. Пиковая мощность при этом составила 165 кВт, что близко к рекордному значению для фемтосекундных полностью волоконных систем без внешнего компрессора. В CPA режиме импульсы длительностью 50 пс были сжаты при помощи компрессора до длительности 530 фс с энергией в импульсе 400 нДж. Полученные в CPA режиме импульсы использовались в экспериментах по генерации дисперсионных волн в различных световодах.
2. Разработана мощная эрбиевая CPA лазерная система на основе конусного активного световода, имеющего диаметр сердцевины на входе 22 мкм, а на выходе 75 мкм. За счет адиабатического увеличения диаметра активного световода по его длине удается достичь высокого порога нелинейных эффектов при сохранении одномодового излучения. Импульсы длительностью 100 пс были усилены в конусном световоде, а затем сжаты до длительности 500 фс при энергии 8 мкДж, что соответствует пиковой мощности 10 МВт.
3. Разработана гибридная эрбий-тулиевая полностью волоконная лазерная система, в которой излучение эрбиевого фемтосекундного источника преобразуется в отрезке нелинейного световода в двухмикронное и затем усиливается тулиевым усилителем. Получены импульсы на длине волны 2 мкм длительностью 130 фс с энергией 2 нДж, а также чирпированные импульсы длительностью 35 пс и энергией 200 нДж, пригодные для дальнейшего сжатия дисперсионным

компрессором. Обнаружен режим генерации двухцветных оптически синхронизированных импульсов непосредственно в тулиевом активном световоде. При этом первый импульс остается на длине волны 2 мкм и имеет энергию 3-5 нДж при длительности ~125 фс, а второй представляет собой рамановский солитон, перестраиваемый в диапазоне 2.1 – 2.3 мкм, длительностью ~140 фс с энергией 3 нДж.

4. Экспериментально исследован процесс нелинейного преобразования длин волн в конусных германатных световодах с накачкой фемтосекундными наноджоульными импульсами на длинах волн 1.5 и 2 мкм. Продемонстрирована генерация широкополосного суперконтинуума в диапазоне 1.5 – 3 мкм для накачки на длине волны 1.5 мкм 70 фс импульсами с энергией 2 нДж. При накачке 120 фс, 2 нДж импульсами на длине волны 2 мкм продемонстрирован суперконтинуум в диапазоне 1.7 – 3 мкм.
5. Исследован процесс генерации рамановских солитонов в микроструктурированном теллуридном световоде с подвешенной сердцевинной. При накачке полуторамикронными импульсами длительностью 150 фс и энергией 2 нДж получены рамановские солитоны перестраиваемые в диапазоне длин волн 1.7 – 2.25 мкм. При накачке импульсами с выхода тулиевой системы длительностью 125 фс с энергией 2 нДж получены солитоны перестраиваемые в диапазоне длин волн 2.1 – 2.65 мкм. Перестройка солитонов плавная и в обоих случаях осуществлялась разъюстировкой ввода излучения в теллуридное волокно. Энергия солитонов составляет порядка десятков пикоджоулей. Солитон на длине волны 2 мкм был измерен методом FROG, его длительность составила 85 фс.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает особую благодарность своему научному руководителю, заведующему лабораторией экстремальной нелинейной оптики, А.В. Киму за постановку задачи, мудрое руководство и неоценимую помощь на всех этапах работы над диссертацией.

Автор выражает глубокую благодарность С.В. Муравьеву, А.В. Андрианову и Е.А. Анашкиной за помощь в обеспечении и проведении экспериментов, обработке экспериментальных данных и теоретические расчеты.

Также автор хочет поблагодарить сотрудников НЦВО РАН М.Е. Лихачева за предоставленные эрбиевые LMA и конусные световоды и переданный опыт работы с ними; А. Е. Левченко за предоставленные германатные конусные световоды; А.Ф. Косолапова за вытяжку теллуритного микроструктурированного световода; Л.В. Котова за помощь в проведении экспериментов с эрбиевым LMA световодом; сотрудников ИХВВ РАН В.В. Дорофеева и С.Е. Моторина за изготовление высокочистых теллуритных стекол для микроструктурированных световодов.

Список публикаций по теме диссертации

1. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M. Yu., Mashinsky V.M., Muravyev S.V., Kim A.V. Generating tunable optical pulses over the ultrabroad range of 1.6-2.5 μm in GeO_2 -doped silica fibers with an Er: fiber laser source // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, № 24.
2. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M.Y., Muravyev S.V., Kim A.V. Generating femtosecond optical pulses tunable from 2 to 3 μm with a silica-based all-fiber laser system // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, № 10.
3. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M. Yu., Muravyev S.V., Kim A.V. Towards Mid-Infrared Supercontinuum Generation With Germano-Silicate Fibers // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2014. Vol. 20, № 5.
4. Koptev M. Yu., Anashkina E.A., Andrianov A.V., Muravyev S.V., Kim A.V. Two-color optically synchronized ultrashort pulses from a Tm/Yb-co-doped fiber amplifier // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, № 7.
5. Kotov L.V., Koptev M. Yu., Anashkina E.A., Muravyev S.V., Andrianov A.V., Bubnov M.M., Ignat'ev A.D., Lipatov D.S., Gur'yanov A.N., Likhachev M.E., Kim A.V. Submicrojoule femtosecond erbium-doped fibre laser for the generation of dispersive waves at submicron wavelengths // *Quantum Electron.* 2014. Vol. 44, № 5.
6. Kotov L.V., Bubnov M.M., Lipatov D.S., Guryanov A.N., Février S., Lhermite J., Cormier E., Koptev M.Y., Anashkina E.A., Muraviev S.V., Andrianov A.V., Kim A.V., Likhachev M.E. Double-clad large mode area Er-doped fiber for high-energy and high-peak power amplifiers // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. 2014. Vol. 8961.

7. Koptev M. Yu., Anashkina E.A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V., Kosolapov A.F., Muravyev S. V., Kim A. V. Widely tunable mid-infrared fiber laser source based on soliton self-frequency shift in microstructured tellurite fiber // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, № 17. P. 4094–4097.
8. Koptev M.Y., Anashkina E.A., Andrianov A.V., Dorofeev V.V., Kosolapov A.F., Muravyev S.V., Kim A.V. Broadband soliton self-frequency shifting of hybrid femtosecond Er/Tm fiber laser system in microstructured suspended-core tellurite fiber // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering.* 2016. Vol. 9728.
9. Andrianov A. V, Koptev M. Yu, Anashkina E.A., Muravyev S. V, Kim A. V, Lipatov D.S., Velmiskin V. V, Levchenko A.E., Bubnov M.M., Likhachev M.E. Tapered erbium-doped fibre laser system delivering 10 MW of peak power // *Quantum Electron.* IOP Publishing, 2019. Vol. 49, № 12. P. 1093–1099.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ostendorf, A., Kamlage, G., Chichkov B.N. Precise deep drilling of metals by femtosecond laser pulses // RIKEN Rev. 2003. Vol. 50, № 50. P. 87–89.
2. Крюков П. Г. Лазеры ультракоротких импульсов и их применения. Издательский дом «Интеллект», 2012. 248 p.
3. Gattass Rafael R., Mazur Eric. Femtosecond laser micromachining in transparent materials // Nat. Photonics. 2008. Vol. 2. P. 219–225.
4. Агравал Г. Нелинейная Волоконная Оптика. Москва “МИР,” 1996. 323 p.
5. Strickland Donna, Mourou Gerard. Compression of amplified chirped optical pulses // Opt. Commun. 1985. Vol. 56, № 3. P. 219–221.
6. Bartulevicius Tadas, Frankinas Saulius, Michailovas Andrejus, Vasilyeu Ruslan, Smirnov Vadim, Trepanier Francois, Rusteika Nerijus. Compact fiber CPA system based on a CFBG stretcher and CVBG compressor with matched dispersion profile // Opt. Express. 2017. Vol. 25, № 17. P. 19856–19862.
7. Martinez O.E., Gordon J.P., Fork R.L. Negative group-velocity dispersion using refraction // J. Opt. Soc. Am. A. 1984. Vol. 1, № 10. P. 1003–1006.
8. Treacy Edmond B. Optical Pulse Compression with Diffraction Gratings // IEEE J. Quantum Electron. 1969. Vol. 5, № 6. P. 454–458.
9. Liao Kai-Hsiu, Cheng Ming-Yuan, Smirnov Vadim I., Galvanauskas Almantas, Flecher Emilie, Glebov Leonid B. Large-aperture chirped volume Bragg grating based fiber CPA system // Opt. Express. 2007. Vol. 15, № 8.

- P. 4876–4882.
10. Ortaç B., Schmidt O., Schreiber T., Limpert J., Tünnermann A., Hideur Ammar. High-energy femtosecond Yb-doped dispersion compensation free fiber laser // *Opt. Express. OSA*, 2007. Vol. 15, № 17. P. 10725–10732.
 11. URL: https://www.rp-photonics.com/double_clad_fibers.html.
 12. Tünnermann Andreas, Rothhardt Jan, Jansen Florian, Stutzki Fabian, Hädrich Steffen, Eidam Tino, Limpert Jens, Carstens Henning, Jauregui Cesar. Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, № 1. P. 255–260.
 13. Jung Yongmin, Jeong Yoonchan, Brambilla Gilberto, Richardson David J. Adiabatically tapered splice for selective excitation of the fundamental mode in a multimode fiber // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, № 15. P. 2369–2371.
 14. Filippov Valery, Vorotynskii Andrei, Noronen Teppo, Gumenyuk Regina, Chamorovskii Yuri, Golant Konstantin. Picosecond MOPA with ytterbium doped tapered double clad fiber // *Fiber Lasers XIV: Technology and Systems*. 2017. P. 100831H.
 15. Nelson L.E., Haus H.A., Ippen E.P., Jones D.J., Tamura K. Ultrashort-pulse fiber ring lasers // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 2002. № 65. P. 277–294.
 16. Stuart Nicholas, Robinson Timothy, Hillier David, Hopps Nick, Parry Bryn, Musgrave Ian, Nersisyan Gagik, Sharba Ahmed, Zepf Matthew, Smith Roland A. Comparative study on the temporal contrast of femtosecond mode-locked laser oscillators // *Opt. Lett. OSA*, 2016. Vol. 41, № 14. P. 3221–3224.
 17. Kotov L. V., Likhachev M.E., Bubnov M.M., Medvedkov O.I., Yashkov M. V., Guryanov A.N., Lhermite J., Février S., Cormier E. 75 W 40% efficiency

- single-mode all-fiber erbium-doped laser cladding pumped at 976 nm // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 38, № 13. P. 2230–2232.
18. Л.В.Котов, М.Ю.Коптев, Е.А.Анашкина, С.В.Муравьев, А.В.Андреианов, М.М.Бубнов, А.Д.Игнатъев, Д.С.Липатов, А.Н.Гурьянов, М.Е.Лихачев А.В. Ким. Фемтосекундный эрбиевый волоконный лазер с субмикроджоульной энергией в импульсе для генерации дисперсионных волн в спектральной области короче 1 мкм // «Квантовая электроника». 2014. Vol. 44, № 5. P. 458–464.
 19. Trebino Rick. Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses // *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer, 2002. 419 p.
 20. DeLong K.W., Trebino Rick, Hunter J., White W.E. Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1994. Vol. 11, № 11. P. 2206–2215.
 21. Chi Sien, Chang Chir Weei, Wen Senfar. Femtosecond soliton propagation in erbium-doped fiber amplifiers: the equivalence of two different models // *Opt. Commun.* 1994. № 106. P. 193–196.
 22. Jasapara Jayesh C., Andrejco Matt J., Desantolo Anthony, Yablon Andrew D., Várallyay Zoltán, Nicholson Jeffrey W., Fini John M., Digiovanni David J., Headley Clifford, Monberg Eric, Dimarcello Frank V. Diffraction-limited fundamental mode operation of core-pumped very-large-mode-area Er fiber amplifiers // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2009. Vol. 15, № 1. P. 3–11.
 23. Akhmediev Nail, Karlsson Magnus. Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers // *Phys. Rev. A*. 1995. № 51. P. 2602–2607.
 24. Austin Dane R., de Sterke C. Martijn, Eggleton Benjamin J., Brown Thomas

- G. Dispersive wave blue-shift in supercontinuum generation // *Opt. Express*. 2006. Vol. 14, № 25. P. 11997–12007.
25. Gordon J.P. Theory of the soliton self-frequency shift // *Opt. Lett.* 1986. № 11. P. 662–664.
 26. Lægsgaard Jesper, Zhang Rui, Tu Haohua, Liu Yuan, Tong Shi, Boppart Stephen A. Bright broadband coherent fiber sources emitting strongly blue-shifted resonant dispersive wave pulses // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21, № 20. P. 23188–23196.
 27. Bobkov K., Andrianov A., Koptev M., Muravyev S., Levchenko A., Velmiskin V., Aleshkina S., Semjonov S., Lipatov D., Guryanov A., Kim A., Likhachev M. Sub-MW peak power diffraction-limited chirped-pulse monolithic Yb-doped tapered fiber amplifier // *Opt. Express*. 2017. Vol. 25, № 22. P. 26958–26972.
 28. M. M. Khudyakov, A. E. Levchenko, V. V. Velmiskin, K. K. Bobkov D.S. Lipatov, A. N. Guryanov M.M. Bubnov and M.E. Likhachev. High Peak Power Er-doped Tapered Fiber Amplifier // *Proceedings of the 6th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology*. 2018. P. 105–109.
 29. Andrianov A. V, Koptev M. Yu, Anashkina E.A., Muravyev S. V, Kim A. V, Lipatov D.S., Velmiskin V. V, Levchenko A.E., Bubnov M.M., Likhachev M.E. Tapered erbium-doped fibre laser system delivering 10 MW of peak power // *Quantum Electron*. IOP Publishing, 2019. Vol. 49, № 12. P. 1093–1099.
 30. Sen R., Lewis E., Pal A., Grattan K.T. V., Yao S., Sun T., Bremer K. Sensitive detection of CO₂ implementing tunable thulium-doped all-fiber laser // *Appl. Opt.* 2013. Vol. 52, № 17. P. 3957–3963.

31. Maze F.J. McAleavey ;J. O’Gorman ;J.F. Donegan ;B.D. MacCraith ;J. Hegarty ;G. Narrow linewidth, tunable Tm³⁺-doped fluoride fiber laser for optical-based hydrocarbon gas sensing // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1997. Vol. 3, № 4. P. 1103–1111.
32. Michalska M., Brojek W., Rybak Z., Sznalewski P., Mamajek M., Swiderski J. Highly stable, efficient Tm-doped fiber laser - A potential scalpel for low invasive surgery // Laser Phys. Lett. 2016. Vol. 13, № 11. P. 115101.
33. Janeczek Maciej, Świderski Jacek, Czerski Albert, Żywicka Bogusława, Bujok Jolanta, Szymonowicz Maria, Bilewicz Ewa, Dobrzyński Maciej, Korczyński Mariusz, Chrószcz Aleksander, Rybak Zbigniew. Preliminary Evaluation of Thulium Doped Fiber Laser in Pig Model of Liver Surgery // Biomed Res. Int. 2018. P. 3275284.
34. Li Z., Heidt a M., Simakov Nikita, Jung Y., Daniel J.M.O., Alam S.U., Richardson D.J. Diode-pumped wideband thulium-doped fiber amplifiers for optical communications in the 1800 - 2050 nm window. // Opt. Express. 2013. Vol. 21, № 22. P. 26450–26455.
35. Heidt A.M., Richardson D.J., Li Z., Daniel J.M.O., Jung Y., Alam S.U. Thulium-doped fiber amplifier for optical communications at 2 μm // Opt. Express. 2013. Vol. 21, № 8. P. 9289–9297.
36. Li Jianfeng, Yan Zhijun, Sun Zhongyuan, Luo Hongyu, He Yulian, Li Zhuo, Liu Yong, Zhang Lin. Thulium-doped all-fiber mode-locked laser based on NPR and 45°-tilted fiber grating // Opt. Express. 2014. Vol. 22, № 25. P. 31020–31028.
37. Fang Qiang, Kieu Khanh, Peyghambarian Nasser. An All-fiber 2-μm wavelength-tunable mode-locked laser // IEEE Photonics Technol. Lett. 2010. Vol. 22, № 22. P. 1656–1658.

38. Wang Q., Geng J., Luo T., Jiang S. Mode-locked 2 μm laser with highly thulium-doped silicate fiber // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, № 23. P. 3616–3618.
39. Imeshev G., Fermann M.E. 230-kW peak power femtosecond pulses from a high power tunable source based on amplification in Tm-doped fiber // *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, № 19. P. 7424–7431.
40. Kumkar Sören, Krauss Günther, Wunram Marcel, Fehrenbacher David, Demirbas Umit, Brida Daniele, Leitenstorfer Alfred. Femtosecond coherent seeding of a broadband Tm: fiber amplifier by an Er: fiber system // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, № 4. P. 554–556.
41. Diddams Florian Adler and Scott A. High-power, hybrid Er: fiber/Tm: fiber frequency comb source in the 2 μm wavelength region // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, № 9. P. 1400–1402.
42. Coluccelli Nicola, Cassinerio Marco, Laporta Paolo, Galzerano Gianluca. Single-clad Tm–Ho: fiber amplifier for high-power sub-100-fs pulses around 19 μm // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 38, № 15. P. 2757–2759.
43. Raman C. V., Krishnan K.S. A new type of secondary radiation // *Nature.* 1928. Vol. 121. P. 501–502.
44. Stolen R.H., Ippen E.P. Raman gain in glass optical waveguides // *Appl. Phys. Lett.* 1973. Vol. 22. P. 276.
45. Emori Y., Tanaka K., Namiki S. 100 nm bandwidth flat-gain Raman amplifiers pumped and gain-equalised by 12-wavelength-channel WDM laser diode unit // *Electron. Lett.* 1999. Vol. 35. P. 1355.
46. Bélanger Erik, Bernier Martin, Faucher Dominic, Côté Daniel, Vallée Réal. High-power and widely tunable all-fiber Raman laser // *J. Light. Technol.* 2008. Vol. 26, № 12. P. 1696–1701.

47. Zhang Peng, Wu Di, Du Quanli, Li Xiaoyan, Han Kexuan, Zhang Lizhong, Wang Tianshu, Jiang Huilin. 1.7 μm band narrow-linewidth tunable Raman fiber lasers pumped by spectrum-sliced amplified spontaneous emission // *Appl. Opt.* 2017. Vol. 56, № 35. P. 9742–9748.
48. Fang Xiao, Wang Zhiqiang, Zhan Li. Efficient generation of all-fiber femtosecond pulses at 1.7 μm via soliton self-frequency shift // *Opt. Eng.* 2017. Vol. 56, № 4. P. 046107.
49. Koptev M. Yu., Anashkina E.A., Andrianov A. V., Dorofeev V. V., Kosolapov A.F., Muravyev S. V., Kim A. V. Widely tunable mid-infrared fiber laser source based on soliton self-frequency shift in microstructured tellurite fiber // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, № 17. P. 4094–4097.
50. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M. Yu., Mashinsky V.M., Muravyev S.V., Kim A.V. Generating tunable optical pulses over the ultrabroad range of 1.6-2.5 μm in GeO_2 -doped silica fibers with an Er: fiber laser source // *Opt. Express.* 2012. Vol. 20, № 24.
51. Atasi Pal, Anirban Dhar, Shyamal Das, K. Annapurna, Anka Schwuchow, Tong Sun, Kenneth T. V. Grattan and Ranjan Sen. Energy-transfer parameters in a Tm/Yb doped single mode silica fiber // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2010. Vol. 27, № 12. P. 2714–2720.
52. Huang Zhihe, Cao Jianqiu, Guo Shaofeng, Chen Jinbao, Xu Xiaojun. Comparison of fiber lasers based on distributed side-coupled cladding-pumped fibers and double-cladding fibers // *Appl. Opt.* 2014. Vol. 53, № 10. P. 2187–2195.
53. Koptev M. Yu., Anashkina E.A., Andrianov A.V., Muravyev S.V., Kim A.V. Two-color optically synchronized ultrashort pulses from a Tm/Yb-co-doped fiber amplifier // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, № 7.

54. Majid Ebrahim-Zadeh Irina T. Sorokina. *Mid-Infrared Coherent Sources and Applications*. Springer, 2008. 625 p.
55. Phillips C.R., Jiang J., Mohr C., Lin A.C., Langrock C., Snure M., Bliss D., Zhu M., Hartl I., Harris J.S., Fermann M.E., Fejer M.M. Widely tunable midinfrared difference frequency generation in orientation-patterned GaAs pumped with a femtosecond Tm-fiber system // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, № 14. P. 2928–2930.
56. Kumar S. Chaitanya, Casals J. Canals, Parsa S., Zawilski K.T., Schunemann P.G., Ebrahim-Zadeh M. Yb-fiber-pumped mid-infrared picosecond optical parametric oscillator tunable across 6.2–6.7 μm // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 2018. Vol. 124: 100.
57. Fu Yuxi, Xue Bing, Midorikawa Katsumi, Takahashi Eiji J. TW-scale mid-infrared pulses near 3.3 μm directly generated by dual-chirped optical parametric amplification // *Appl. Phys. Lett.* 2018. Vol. 112. P. 241105.
58. Yao Yu, Hoffman Anthony J., Gmachl Claire F. Mid-infrared quantum cascade lasers // *Nature Photonics*. 2012. P. 432–439.
59. Wenjia Zhou, Donghai Wu, Quan-Yong Lu Steven Slivken & Manijeh Razeghi. Single-mode, high-power, mid-infrared, quantum cascade laser phased arrays // *Sci. Rep.* 2018. Vol. 8. P. 14866.
60. Lee Benjamin G., Belkin Mikhail A., Audet Ross, MacArthur Jim, Diehl Laurent, Pflügl Christian, Capasso Federico, Oakley Douglas C., Chapman David, Napoleone Antonio, Bour David, Corzine Scott, Höfler Gloria, Faist Jérôme. Widely tunable single-mode quantum cascade laser source for mid-infrared spectroscopy // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 91. P. 231101.
61. Chan, M.-C., Chia, S.-H., Liu, T.-M., Tsai, T.-H., Ho, M.-C., Ivanov A.A., Zheltikov, A. M., Liu, J.-Y., Liu, H.-L., and Sun C.K. 1.2- to 2.2- μm Tunable

- Raman Soliton Source Based on a Cr:Forsterite Laser and a Photonic-Crystal Fiber // IEEE Photonics Technol. Lett. 2008. Vol. 20. P. 900–902.
62. Qin Guanshi, Yan Xin, Kito Chihiro, Liao Meisong, Chaudhari Chitrankha, Suzuki Takenobu, Ohishi Yasutake. Supercontinuum generation spanning over three octaves from UV to 385 μm in a fluoride fiber // Opt. Lett. 2009. Vol. 34, № 13. P. 2015–2017.
63. Takayanagi Jun, Nishizawa Norihiko. Generation of widely and flatly broadened, low-noise and high-coherence supercontinuum in all-fiber system // Jpn. J. Appl. Phys. 2006. Vol. 45, № 16. P. 441–443.
64. Yang Weiqiang, Zhang Bin, Yin Ke, Zhou Xuanfeng, Hou Jing. High power all fiber mid-IR supercontinuum generation in a ZBLAN fiber pumped by a 2 μm MOPA system // Opt. Express. 2013. Vol. 21, № 17. P. 19732–19742.
65. Ferhat Mohamed Lamine, Cherbi Lynda, Haddouche Issam. Supercontinuum generation in silica photonic crystal fiber at 1.3 μm and 1.65 μm wavelengths for optical coherence tomography // Optik (Stuttg). 2018. Vol. 152. P. 106–115.
66. Stone J. M. Knight J.C. Visibly “white” light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser // Opt. Express. 2008. Vol. 16, № 4. P. 2670–2675.
67. B. A. Cumberland, J. C. Travers, S. V. Popov and J.R. Taylor. 29 W High power CW supercontinuum source // Opt. Express. 2008. Vol. 16, № 8. P. 5954–5962.
68. К.Накамото. ИК спектры и спектры КР неорганических и координационных соединений. Москва: “Мир,” 1991.
69. <http://www.janostech.com/knowledge-center/optical-materials-guide.html>

[Electronic resource].

70. Tao Guangming, Ebendorff-Heidepriem Heike, Stolyarov Alexander M., Danto Sylvain, Badding John V., Fink Yoel, Ballato John, Abouraddy Ayman F. Infrared fibers // *Adv. Opt. Photonics*. 2015. Vol. 7. P. 379–458.
71. http://www.infraredfibersystems.com/Mid-IR_Fiber_Specs.html [Electronic resource].
72. Zhang M., Kelleher E.J.R., Runcorn T.H., Mashinsky V.M., Medvedkov O.I., Dianov E.M., Popa D., Milana S., Hasan T., Sun Z., Bonaccorso F., Jiang Z., Flahaut E., Chapman B.H., Ferrari A.C., Popov S. V., Taylor J.R. Mid-infrared Raman-soliton continuum pumped by a nanotube-mode-locked sub-picosecond Tm-doped MOPFA // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21, № 20. P. 23261–23271.
73. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M. Yu., Muravyev S.V., Kim A.V. Towards Mid-Infrared Supercontinuum Generation With Germano-Silicate Fibers // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*. 2014. Vol. 20, № 5.
74. Kamynin V.A., Bednyakova A.E., Fedoruk M.P., Volkov I.A., Nishchev K.N., Kurkov A.S. Supercontinuum generation beyond 2 m in GeO₂ fiber: Comparison of nano- and femtosecond pumping // *Laser Phys. Lett*. 2015. Vol. 12, № 6. P. 065101.
75. Froidevaux Paul, Lemièrre Arnaud, Kibler Bertrand, Désévéday Frédéric, Mathey Pierre, Gadret Grégory, Jules Jean-Charles, Nagasaka Kenshiro, Suzuki Takenobu, Ohishi Yasutake, Smektala Frédéric. Dispersion-Engineered Step-Index Tellurite Fibers for Mid-Infrared Coherent Supercontinuum Generation from 1.5 to 4.5 μm with Sub-Nanojoule Femtosecond Pump Pulses // *Appl. Sci*. 2018. Vol. 8. P. 1875.
76. Cheng Tonglei, Zhang Lei, Xue Xiaojie, Deng Dinghuan, Suzuki Takenobu,

- Ohishi Yasutake. Broadband cascaded four-wave mixing and supercontinuum generation in a tellurite microstructured optical fiber pumped at 2 μm // *Opt. Express*. 2015. Vol. 23, № 4. P. 4125–4134.
77. Belal M., Xu L., Horak P., Shen L., Feng X., Ettabib M., Richardson D.J., Petropoulos P., Price J.H. V. Mid-infrared supercontinuum generation in suspended core tellurite microstructured optical fibers // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, № 10. P. 2237–2240.
78. Liao Meisong, Gao Weiqing, Cheng Tonglei, Duan Zhongchao, Xue Xiaojie, Kawashima Hiroyasu, Suzuki Takenobu, Ohishi Yasutake. Ultrabroad supercontinuum generation through filamentation in tellurite glass // *Laser Phys. Lett.* 2013. Vol. 10, № 3. P. 036002.
79. Domachuk P., Wolchover N.A., Cronin-Golomb M., Wang A., George A.K., Cordeiro C.M.B., Knight J.C., Omenetto F.G. Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, № 10. P. 7161–7168.
80. <https://leverrefluore.com/products/passive-fibers/zfg-multimode/> [Electronic resource].
81. Jackson Stuart D. Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser // *Nat. Photonics*. 2012. Vol. 6. P. 423–431.
82. Zhu Xiushan, Peyghambarian N. High-power ZBLAN glass fiber lasers: Review and prospect // *Advances in OptoElectronics*. 2010.
83. Henderson-Sapir Ori, Munch Jesper, Ottaway David J. Mid-infrared fiber lasers at and beyond 3.5 μm using dual-wavelength pumping // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39. P. 493–496.
84. Jackson Stuart D., Lancaster David G. Fiber Lasers that Bridge the

Shortwave to Midwave Regions of the Infrared Spectrum // Fiber Lasers. 2012.

85. Swiderski Jacek, Michalska Maria, Maze Gwenaél. Mid-IR supercontinuum generation in a ZBLAN fiber pumped by a gain-switched mode-locked Tm-doped fiber laser and amplifier system // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21. P. 7851–7857.
86. Agger Christian, Petersen Christian, Dupont Sune, Steffensen Henrik, Lyngsø Jens Kristian, Thomsen Carsten L., Thøgersen Jan, Keiding Søren R., Bang Ole. Supercontinuum generation in ZBLAN fibers—detailed comparison between measurement and simulation // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2012. Vol. 29. P. 635–645.
87. Qin Guanshi, Yan Xin, Kito Chihiro, Liao Meisong, Chaudhari Chitrarekha, Suzuki Takenobu, Ohishi Yasutake. Ultrabroadband supercontinuum generation from ultraviolet to 6.28 μm in a fluoride fiber // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 95. P. 161103.
88. Xia Chenan, Kumar Malay, Kulkarni Ojas P., Islam Mohammed N., Terry, Jr. Fred L., Freeman Mike J., Poulain Marcel, Mazé Gwenaél. Mid-infrared supercontinuum generation to 4.5 μm in ZBLAN fluoride fibers by nanosecond diode pumping // *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31. P. 2553–2555.
89. Churbanov M.F., Snopatin G.E., Shiryayev V.S., Plotnichenko V.G., Dianov E.M. Recent advances in preparation of high-purity glasses based on arsenic chalcogenides for fiber optics // *J. Non. Cryst. Solids*. 2011. Vol. 357. P. 2352–2357.
90. Houizot P., Boussard-Plédel C., Faber A.J., Cheng L.K., Bureau B., Van Nijnatten P.A., Gielesen W.L.M., Pereira do Carmo J., Lucas J. Infrared single mode chalcogenide glass fiber for space // *Opt. Express*. 2007. Vol.

15. P. 12529–12538.
91. Sanghera Js, Aggarwal Id, Shaw Lb. Applications of chalcogenide glass optical fibers at NRL // *J. Optoelectron. Adv. Mater.* 2001. Vol. 3. P. 627–640.
92. Jackson Stuart D., Anzueto-Sánchez Gilberto. Chalcogenide glass Raman fiber laser // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88. P. 221106.
93. Thielen P.A., Shaw L.B., Pureza P.C., Nguyen V.Q., Sanghera J.S., Aggarwal I.D. Small-core As-Se fiber for Raman amplification // *Opt. Lett.* 2003. Vol. 28. P. 1406–1408.
94. Bernier Martin, Fortin Vincent, El-Amraoui Mohammed, Messaddeq Younès, Vallée Réal. 3.77 μm fiber laser based on cascaded Raman gain in a chalcogenide glass fiber // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39. P. 2052–2055.
95. Martinez Ramon A., Plant Genevieve, Guo Kaiwen, Janiszewski Brian, Freeman Michael J., Maynard Robert L., Islam Mohammed N., Terry Fred L., Alvarez Oseas, Chenard Francois, Bedford Robert, Gibson Ricky, Ifarraguerri Agustin I. Mid-infrared supercontinuum generation from 1.6 to $>11 \mu\text{m}$ using concatenated step-index fluoride and chalcogenide fibers // *Opt. Lett.* 2018. Vol. 43, № 2. P. 296–299.
96. Guo Kaiwen, Martinez Ramon A., Plant Genevieve, Maksymiuk Lukasz, Janiszewski Brian, Freeman Michael J., Maynard Robert L., Islam Mohammed N., Terry Fred L., Bedford Robert, Gibson Ricky, Chenard Francois, Chatigny Stephane, Ifarraguerri Agustin I. Generation of near-diffraction-limited, high-power supercontinuum from 1.57 μm to 12 μm with cascaded fluoride and chalcogenide fibers // *Appl. Opt.* 2018. Vol. 57, № 10. P. 2519–2532.
97. Kubat Irnis, Rosenberg Petersen Christian, Møller Uffe Visbech, Seddon

- Angela, Benson Trevor, Brilland Laurent, Méchin David, Moselund Peter M., Bang Ole. Thulium pumped mid-infrared 0.9–9 μm supercontinuum generation in concatenated fluoride and chalcogenide glass fibers // *Opt. Express*. 2014. Vol. 22, № 4. P. 3959–3967.
98. Dianov Evgeny M., Mashinsky Valery M. Germanium-based core optical fibers // *J. Light. Technol.* 2005. Vol. 23, № 11. P. 3500.
99. Jain D., Sidharthan R., Moselund P.M., Yoo S., Ho D., Bang O. Record power, ultra-broadband supercontinuum source based on highly GeO₂ doped silica fiber // *Opt. Express*. 2016. Vol. 24, № 23. P. 26667–26677.
100. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M.Y., Muravyev S.V., Kim A.V. Generating femtosecond optical pulses tunable from 2 to 3 μm with a silica-based all-fiber laser system // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, № 10.
101. Qin G.S., Yan X., Kito C., Liao M., Suzuki T., Mori A., Ohishi Y. Widely tunable narrowband soliton source generation in tellurite microstructured fibers // *Laser Phys.* 2011. Vol. 21, № 8. P. 1404–1409.
102. Zhang Lei, Cheng Tonglei, Deng Dinghuan, Seguchi Daisuke, Liu Lai, Xue Xiaojie, Suzuki Takenobu, Ohishi Yasutake. Tunable Soliton Generation in a Birefringent Tellurite Microstructured Optical Fiber // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2015. Vol. 27. P. 1547–1549.
103. Cheng Tonglei, Kanou Yasuhiro, Asano Koji, Deng Dinghuan, Liao Meisong, Matsumoto Morio, Misumi Takashi, Suzuki Takenobu, Ohishi Yasutake. Soliton self-frequency shift and dispersive wave in a hybrid four-hole AsSe₂-As₂S₅ microstructured optical fiber // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 104. P. 121911.