

Научный отчет за 1 год выполнения проекта по гранту РНФ 21-72-30024-П

1.1 Повышение точности метода модовой декомпозиции многомодовых пучков за счёт реализации эффективного алгоритма перебора фазовых масок и избыточных измерений в точках с суперпозицией множества мод, адаптация метода для работы со специальными волокнами с неаналитическими выражениями для мод.

В отчетном периоде работы по развитию метода модовой декомпозиции (MD) на основе фазового корреляционного фильтра (phase correlation filter, PCF) были направлены на существенное повышение его точности и помехоустойчивости. Для достижения этой цели были предложены и исследованы два независимых направления модификации метода. Первое направление заключалось в усовершенствовании классического PCF-алгоритма за счёт внедрения комплекса адаптивных процедур. В алгоритм были добавлены автоматическая регулировка экспозиции камеры для предотвращения пере- или недоэкспонирования корреляционных откликов (что неминуемо происходит при существенном отличии интенсивностей мод), точное определение и вычитание фонового шума камеры, а также введение весового коэффициента для фундаментальной моды при измерениях межмодовых фаз. Это позволило значительно уменьшить влияние шумов регистрирующей камеры и увеличить видность интерференционной картины. Особенно сильно введённые изменения сказались на возникновении «плохих случаев», например, когда опорная фундаментальная мода имеет малую интенсивность. Численное моделирование для пучков, состоящих из 10 мод, подтвердило рост точности восстановления пучка на два порядка в условиях наличия фонового случайного шума уровня 1% от максимального значения интенсивности (Рис. 1.1).

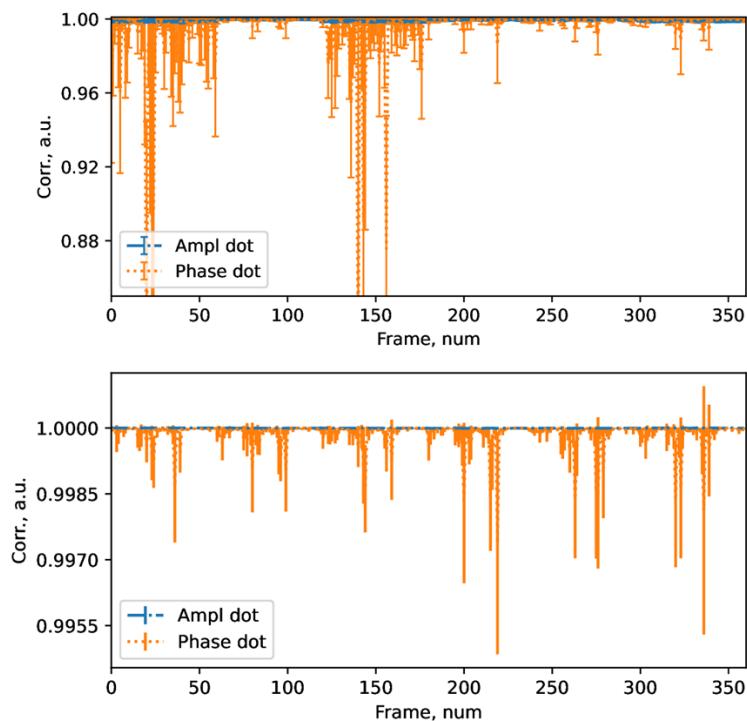


Рис. 1.1. Сравнение точности PCF-MD при наличии случайного шума. На горизонтальной оси отображен порядковый номер комбинации амплитуд, на вертикальной – корреляция между исходным и восстановленным пучками. Верхний график – PCF-MD без модификаций, нижний – метод с добавлением адаптивной экспозиции и весового коэффициента фундаментальной моды.

Экспериментальная проверка на реальном излучении на выходе из многомодового световода (MMC) с градиентным профилем показателя преломления показала двукратное снижение среднеквадратичного отклонения определяемых амплитуд и фаз с 0,012 и 0,35 до 0,006 и 0,19 соответственно. Улучшения становятся заметны даже при визуальном сравнении восстановленных профилей пучка (Рис. 1.22).

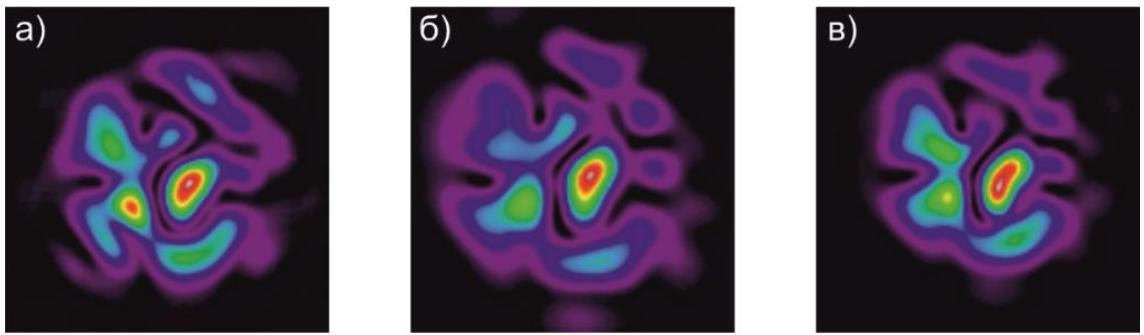


Рис. 1.2. (а) экспериментально зарегистрированный пучок на выходе из MMC с диаметром сердцевины 50 мкм; пучки, восстановленные до (б) и после (в) применения улучшений MD (корреляция 86% и 92%).

Второе, концептуально отличное направление, заключалось в объединении достоинств PCF-подхода с методом матрично-ориентированной модовой декомпозиции (matrix-oriented mode decomposition, MOMD). Разработанный гибридный метод (PCF-MOMD) использует одну мультиплексированную фазовую маску для одновременного формирования массива пространственно-разделённых корреляционных откликов в дальней зоне, каждый из которых относится к конкретной моде. Последующий анализ их интенсивности и взаимной интерференции с применением математического аппарата псевдо-обратной матрицы позволил за одно измерение восстанавливать полный набор амплитуд и относительных фаз для пучка, состоящего из 14 мод (Рис. 1.3). Впоследствии, при более плотном расположении откликов, удалось увеличить число одновременно анализируемых мод до 21, что является рекордом. Метод продемонстрировал высокую помехоустойчивость в численных экспериментах, сохраняя корреляцию с исходным пучком выше 0.99 даже при экстремально низком отношении сигнал/шум.

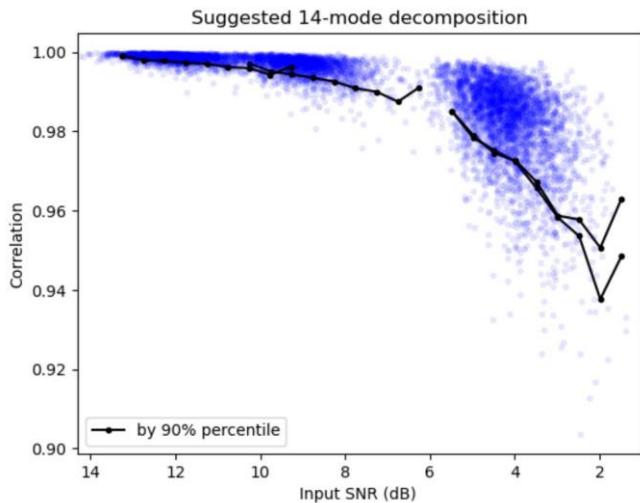


Рис. 1.3. Зависимость корреляции между восстановленным и исходным профилями интенсивности в зависимости от отношения сигнал/шум на камере при $N=14$ для PCF-MOMD.

Экспериментально метод был успешно применён для анализа в реальном времени динамики модового состава в усилителе на основе тейперированного активного MMC, где был зафиксирован эффект нелинейной стабилизации пучка и рост доли фундаментальной моды с увеличением мощности, что является признаками возникновения керровской самочистки, (Рис. 1.4), см. также п.3 ниже. Метод позволил записать модовую динамику при включении усилителя и его работе в первые 20 секунд (Рис. 1.5). Экспериментальные данные были обработаны двумя методами для сравнения их помехоустойчивости: PCF и PCF-MOMD. Можно увидеть, что быстрые осцилляции, связанные со случаем шумом на камере (масштаба разрешения по времени), имеют амплитуду, в два раза меньшую для предлагаемого метода по сравнению с исходным, что объясняется тем, что новый метод использует избыточный набор пикселей для определения амплитуды и фазы. Повышенная помехоустойчивость имеет большое значение в контексте измерения модовых

нестабильностей, поскольку позволяет увеличить контраст в частотной области (преобразование Фурье позволяет определить характерное время таких нестабильностей).

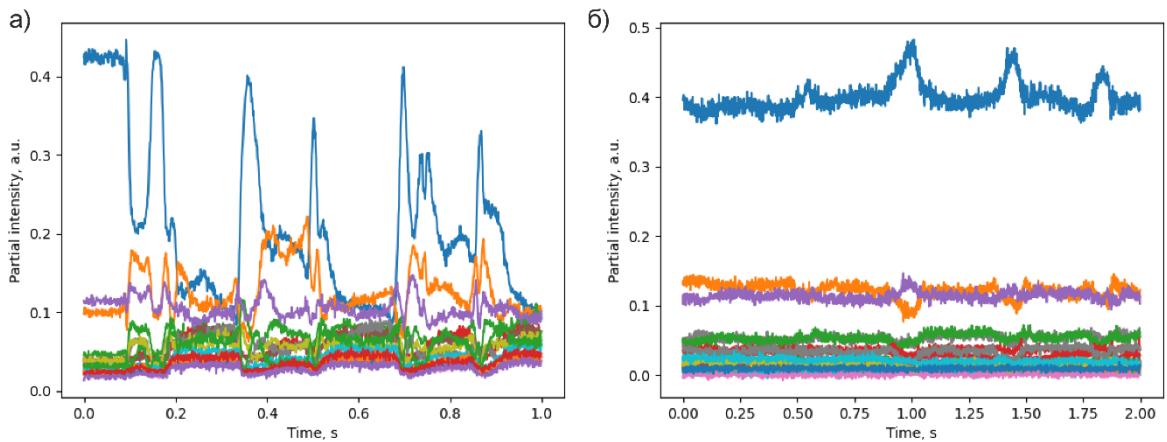


Рис. 1.4. Модовая динамика излучения в усилителе на основе градиентного MMC тейпера. Выходная мощность (соответствующая мощность противо-направленной накачки) а) 1.5Вт (16Вт), б) 14.5Вт (50.3Вт).

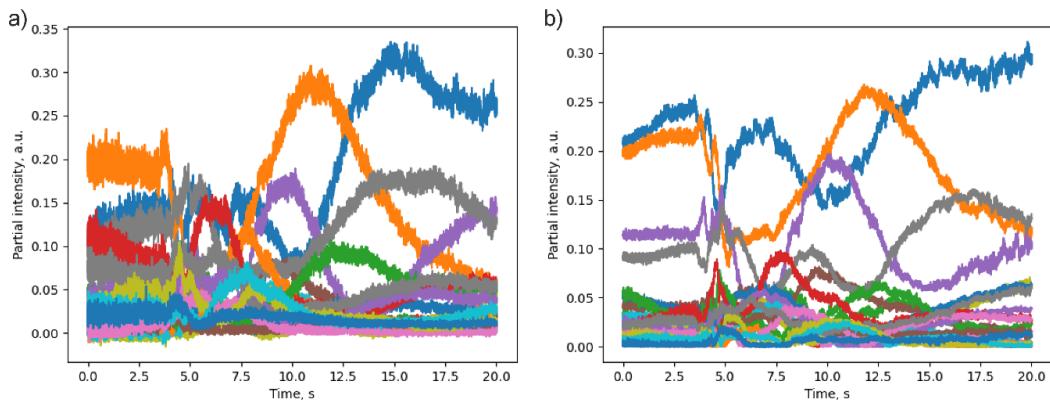


Рис. 1.5. Модовая динамика излучения в усилителе на основе тейперированного градиентного MMC при старте генерации, полученная с помощью мультиплексированного PCF метода (а) и PCF-MOMD (б).

Кроме измерений в реальном времени комбинированный метод PCF-MOMD также был адаптирован для так называемого “классического” алгоритма измерения, когда декомпозиция происходит с помощью последовательного перебора фазовых масок на экране пространственного модулятора света и число измеряемых мод фактически не ограничено. Исследовалось влияние уровня шума в исходных данных на точность восстановления пучка (Рис. 1.6). Представленные данные соответствуют двум крайним случаям: измерению амплитуды лишь в центральной точке (Рис. 1.6 слева), и использование избыточных измерений по всем доступным точкам (Рис. 1.6 справа). Во втором случае было задействовано 3600 точек на отклик, а суммарное значение точек измерения превысило 100 тысяч. В результате, если ранее при уровне шума в 30% (когда средняя погрешность достигает 0.05 и 0.12 по амплитуде и фазе соответственно) уже видны качественные изменения в восстановленном пучке, то сейчас же прошлые уровни погрешностей наблюдаются при в два раза большем уровне шума (порядка 60%). Важно отметить, что в «классическом» алгоритма пучки не пересекаются, но тем не менее фазы мод восстанавливаются из-за наличия слагаемых для вычисления значений синуса и косинуса.

Архитектура программного обеспечения модовой декомпозиции основана на иерархических машинах состояний, и подходах объектно ориентированного программирования что позволяет как добавлять модификации метода, сохраняя проверенный код, так и расширять сферу его применений путём реализации новых модовых базисов (оптические волокна с градиентным и ступенчатым профилем показателя

преломления, специальные оптические волокна) через единый программный интерфейс. Таким образом, в список вариаций метода была добавлена раннее упомянутая модификация с комплексом адаптивных процедур, а также версия для поляризационно-разрешенных измерений. Для реализации последней в экспериментальную установку был добавлен моторизованный вращатель с установленной в него полуволновой пластинкой, а интерфейс управления вращателем был успешно интегрирован в систему управления МД. Далее в установку был добавлен второй вращатель, отвечающий за положение четвертьволновой пластины, а система была адаптирована для работы с двумя моторизованными элементами. Возможности поляризационно-разрешенного метода были протестированы путем полной характеристизации пространственных профилей различных спектров на выходе волокна, пример экспериментальных результатов приведен на Рис. 1.7. Так как все моды на выходе имеют разные поляризации, итоговый пучок обладает сложной структурой, при которой эллипс поляризации в каждой точке профиля ориентирован по-разному. Представленный метод позволяет восстановить ориентацию поляризации и другие параметры в каждой точке пучка.

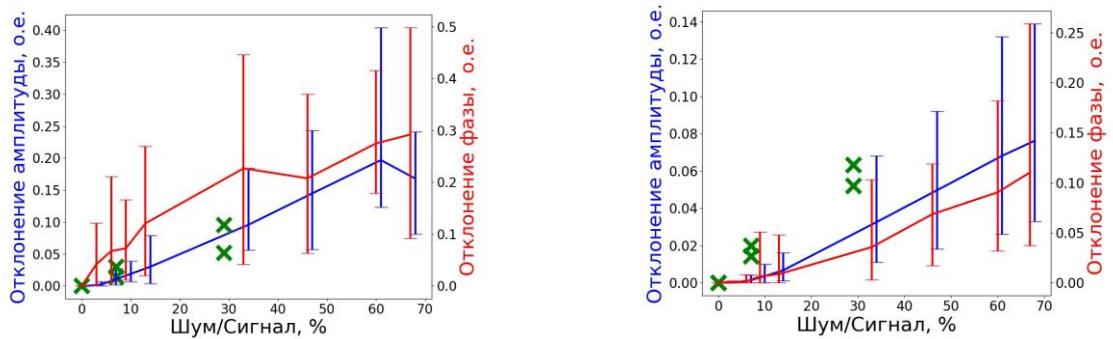


Рис. 1.6. Сравнение точности восстановления многомодового пучка при различных уровнях шума для «классического» алгоритма (слева) и модифицированного алгоритма PCF-MOMD (справа).

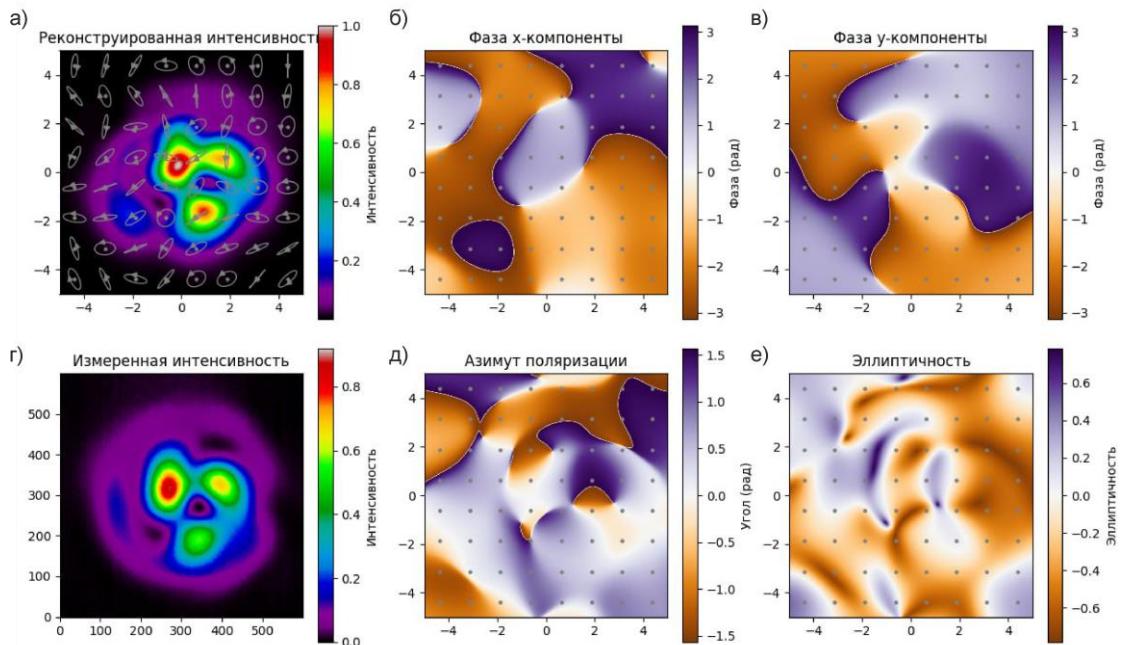


Рис. 1.7. Экспериментальные результаты, полученные с помощью поляризационно-разрешенной модовой декомпозиции спектр-пучка: а) восстановленный профиль интенсивности с нанесенными эллипсами поляризации по всей области пучка, б) и в) фазы горизонтальной и вертикальной компоненты поляризации поля соответственно, г) зарегистрированный профиль интенсивности, д) поляризация, е) эллиптичность.

Следующим этапом развития метода модовой декомпозиции на основе корреляционного фильтра является его адаптация для работы со специальными волокнами, модовый базис которых не имеет аналитических выражений. Благодаря разработанной ранее архитектуре

ПО это можно сделать по аналогии с модовым базисом для волокна со ступенчатым профилем показателя преломления — через единый интерфейс в котором необходимо реализовать способ перебора мод (итератор), возвращающий индекс конкретной моды и распределение поля. Такой подход уже зарекомендовал себя как наиболее эффективный, а расширение рабочих модовых базисов вывело метод на новый уровень в исследовании нелинейных эффектов в маломодовых волокнах. Так было показано, что аналогия со статистической механикой имеет более значимое продолжение, и в случае именно маломодовых волокон необходимо рассматривать уже модель не идеального, а реального газа (газ Ван-дер-Ваальса), где благодаря вкладу потенциальной энергии притяжения в энергию фотонов, обусловленному нелинейным эффектом Керра, населенность мод спонтанно переходит из преимущественно основной в моды высшего порядка по мере увеличения мощности входного лазерного пучка. Эта инверсия распределения мощности мод приводит к формированию устойчивого аттрактора для выходного пучка и связана с постепенным ростом оптической температуры, пока изменение её знака не приведёт к новому режиму отрицательных абсолютных температур. Схематически данный эффект изображен на Рис. 1.8. Он заключается в том, что при высокой плотности (высокой мощности лазерного пучка) у частиц (фотонов) просто не остается пространства движения, что на формальном языке распределений по скоростям соответствует отрицательной температуре, т. е. происходит своеобразная «заморозка» пучка.

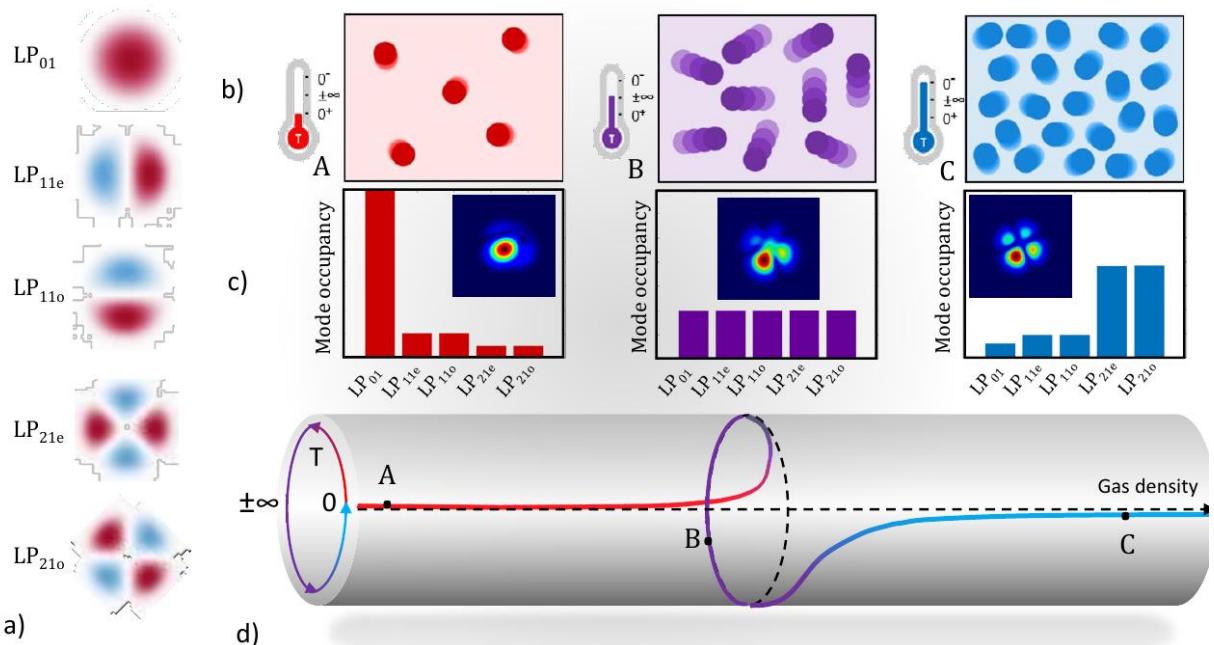


Рис. 1.8 Принцип пространственного “охлаждения” пучка. (а) Изображение первых $M = 5$ мод ступенчатого волокна, отсортированных по их постоянной рас пространения (сверху вниз). (б) Представление фотонного газа: фотонный газ низкой плотности, т.е. идеальный, при положительной и близкой к нулю температуре (А); равнораспределение мощности между модами, соответствующее $T = \pm\infty$ (В); инверсия модовой населенности, происходящая, когда плотность фотонного газа Ван-дер-Ваальса слишком высока, и температура приближается к отрицательному нулю (С). Конфигурация В достигается всякий раз, когда плотность фотонного газа достигает критического значения. Газ перестает быть идеальным, и пучок может иметь спекл-профиль. В то же время в С мода высшего порядка является наиболее населенной, и пучок напоминает ее. (с) Распределение заполнения мод и профиль интенсивности пучка (вставка), соответствующие состояниям (А-С) в (б). (д) Представление изменения температуры в зависимости от плотности газа. Здесь мы используем цилиндрическое представление значений температуры, так что точки $T = +\infty$ и $T = -\infty$ совпадают.

В контексте данного примера становится очевидно, насколько перспективно и дальше развивать метод модовой декомпозиции, адаптируя его под всё новые задачи, включая анализ модового состава специальных оптических волокон.

Одним из примеров таких волокон является полое волокно с геометрией, призванной поддерживать рас пространение мод с орбитальным угловым моментом (ОАМ). Профиль

такого волокна изображён на Рис.1.9 слева. Здесь чёрным цветом обозначены воздушные полости, а по центру располагается световедущее кольцо, которое при более детальном рассмотрении на самом деле можно представить в виде цепочки световодов, связанных через так называемые перепонки между собой (толстые) и с оболочкой (тонкие). При этом треугольник, где сходятся все перепонки, по сути является локальной световедущей сердцевиной, а вся геометрия световода имеет большое сходство с многосердцевинным световодом без центральной сердцевины. Однако, точные собственные моды в столь нетривиальной геометрии могут быть рассчитаны только численно, например, с применением ПО COMSOL Multiphysics. Кроме распределения поля собственных мод численно можно также получить и комплексный эффективный показатель преломления, а через него и константы распространения каждой отдельно моды. Все эти данные (представленные в правильной) являются необходимым входным набором параметров для проведения процедуры модовой декомпозиции, где важно не только создать правильную фазовую маску, но и отсортировать набор мод по определённым правилам. Наиболее естественной является сортировка по константе распространения. Тогда набор наиболее медленных мод можно отнести к классу фундаментальных (по аналогии с оптическими волокнами с градиентным и ступенчатым профилем показателя преломления), а наиболее быстрые моды — называть модами высоких порядков. Пример распределения интенсивности такой моды приведён на Рис.1.9 в центре. Примечательно, что в отличии от фундаментальных, сконцентрированных в узлах структуры, эта мода распространяется по «перепонкам». После сортировки и приведения расчётных данных к требуемому виду (в том числе путём интерполяции для отображения в регулярную сетку пространственного модулятора света, SLM), весь массив подаётся на вход алгоритма модовой декомпозиции, который уже не зависит от того, каким образом получено поле базисных мод кодируемый в голограмму. Пример фазового распределения для отображения на приведён на SLM Рис.1.9 справа. Путём перебора массивов для всех выбранных мод восстанавливается искомое распределение выходного пучка по супер-модам специального световода. Следует отметить, что распределение поляризации в таких световодах также оказывается довольно сложным, и для получения правильного экспериментального разложения необходимо объединить вместе результаты двух последних пунктов и проводить декомпозицию при помощи поляризационно-разрешённого алгоритма в неаналитическом базисе.

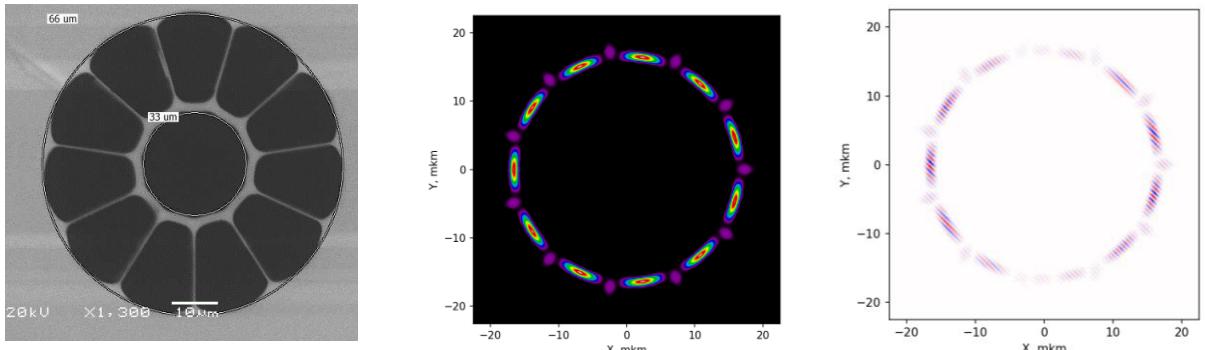


Рис.1.9. Геометрия специального полевого волокна, поддерживающего распространение мод с ОУМ (слева); Интенсивность моды наиболее высокого порядка, найденная численно (центр); Фазовая маска для измерения отклика высшей моды специального световода (справа).

Таким образом продемонстрирован ряд значительных улучшений метода модовой декомпозиции и повышена точность конечного результата модовой декомпозиции за счёт следующих достижений:

- Создана гибкая архитектура программного обеспечения на основе иерархических машинных состояний, позволившая легко добавлять новые модификации метода. В рамках этого была разработана и внедрена версия для поляризационно-разрешенных измерений. В экспериментальную установку интегрированы моторизованные вращатели с волновыми пластинками, а система управления адаптирована для работы с ними. Метод успешно

протестирован для полной пространственной характеристики поляризационных параметров сложных спектр-пучков.

- Усовершенствован классический PCF-алгоритм путём внедрения комплекса адаптивных процедур (автоматическая регулировка экспозиции, точное вычитание фона, весовой коэффициент для фундаментальной моды). Данная модификация также внедрена для новых состояний исходного алгоритма и позволила минимизировать влияние шумов, а также повысить видность интерференционной картины. В результате численно показано, для пучков из 10 мод в «плохих случаях» точность восстановления выросла на два порядка. Эксперимент показал двукратное снижение погрешности определения амплитуд и фаз.
- Разработан новый гибридный метод PCF-MOMD. Метод использует одну мультиплексированную фазовую маску для одновременного формирования массива корреляционных откликов и позволяет за одно измерение восстанавливать полный набор амплитуд и фаз для 14 мод. Ведутся работы по увеличению числа мод до 23. Метод продемонстрировал высокую помехоустойчивость (корреляция >0.99 даже при экстремально низком отношении сигнал/шум). PCF-MOMD метод был успешно применен для анализа в реальном времени модовой динамики в активном ММ-усилителе.
- Внедрена возможность использования модовых базисов в исключительно численном представлении, полученном из пакетов численного моделирования типа COMSOL Multiphysics. Сформулированы правила для сортировки и нормировки полученных мод.

1.2. Эффективная реализация численной модели ММС/МСС волокон с большим числом мод с учётом эффектов межмодового взаимодействия, ВКР и усиления, с использованием вычислений на графических процессорах.

ММС характеризуются сильной случайной связью между вырожденными модами. Однако, вместо полной системы связанных нелинейных уравнений Шредингера много-модовая динамика при распространении импульсов может быть адекватно описана с помощью упрощённого уравнения Манакова. Выбор уравнения Манакова в качестве теоретической основы не случаен. Это уравнение является естественным обобщением хорошо изученной модели, которая уже успешно описывает распространение света в одномодовых волокнах со случайным связыванием поляризаций. В условиях сильной случайной связи между модами ориентация поля становится равномерно распределённой, что приводит к изотропной форме нелинейности, характерной именно для уравнения Манакова. Благодаря своей интегрируемости это уравнение позволяет не только предсказывать существование солитонов, но и аналитически описывать их взаимодействия.

Для реализации данной модели была выбрана библиотека PyOFSS, которая развивается в лаборатории для описания импульсных режимов, и в которой для расчета распространения излучения в многокомпонентных волоконных системах уже был реализован механизм задания нескольких каналов, взаимодействие между которыми, однако, отсутствовало. В контексте описания распространения излучения в многомодовом волокне каналы могут представлять собой отдельные моды, и тут уже взаимодействие между ними крайне важно (например, для волоконных лазеров). Было проведено обобщение и реализована возможность задания произвольного числа каналов (многоканальность), в каждом канале можно генерировать импульсы с произвольными временными и спектральными характеристиками. Характеристики импульсов не влияют на характер связи, так как её расчёт вынесен в отдельную «пространственную» часть. Следует отметить, что в случае сильной связи для всех мод, по сути, считается идентичное уравнение, так как используются средняя приведенная дисперсионная константа и коэффициент нелинейной связи. В случае слабой связи количество уравнений соответствует количеству задействованных мод, а дисперсионная константа и коэффициент нелинейной связи задаются в виде матрицы. Впрочем и в первом, и во втором случае система хорошо подходит для реализации многопоточных расчётов, так как эти матрицы не обладают зависимости от длины распространения. После реализации и проверки

описанного функционала на центральном процессоре (CPU) была выполнена адаптация кода для проведения расчётов на графическом процессоре (GPU). Ранее такой переход позволял сократить время счёта более чем на порядок, однако основные функции были реализованы в виде низкоуровневого OpenCL-кода. В отчётом периоде был реализован иной подход — использование библиотеки CuPy, которая подменяет процедуры работы с данными, которые выполнялись на CPU, своими оптимизированными для работы на GPU. Был выявлен ряд особенностей, в частности, что необходимо следить за типом передаваемых данных (несмотря на то, что язык Python этого не требует), чтобы не потерять точность вычислений. После отладки и детального сопоставления результатов было установлено, что, например, полная модель лазера, в которой распространение волокна реализовано в виде OpenCL-кода, и при использовании библиотеки CuPy дают практически одинаковое время счёта (разница составляла не более 10%), тогда как именно расчёт распространения в первом случае выполнялся почти в полтора раз быстрее. Это объясняется тем, что использование CuPy позволяет легко перенести на GPU также и все расчёты, связанные с прохождением дискретных элементов, что и позволяет сравняться по времени с OpenCL-кодом.

После отладки скалярной одномодовой модели проверка работы функций для многомодового случая уже не заняла столько усилий, а выигрыш по скорости счёта для 12 мод составил 20 раз (2 мин на GPU против 40 мин на CPU). Надо отметить, что при анализе времени счёта необходимо учитывать, что в реальных вычислительных системах число графических ускорителей обычно значительно меньше, чем число ядер центрального процессора. Таким образом, одновременно можно запустить больше точек для расчета на CPU, но часто требуется определить направление изменения параметров, и в этом случае важно как можно скорее получить результат в конкретной точке, чтобы не тратить время на расчёты в «пустой» области, и здесь графические процессоры оказываются незаменимы. В результате работ в отчётом периоде библиотека PyOFSS поддерживает оба режима, а после отладки исходные тексты будут выложены в общедоступный репозиторий.

Для непрерывных режимов были продолжены расчеты с помощью системы связанных нелинейных уравнений Шредингера. В частности, ранее в рамках проекта было проведено численное моделирование и его сравнение с экспериментальным исследованием профилей пучков накачки и стоксовой волны при различных параметрах многомодового волоконного ВКР-лазера с диодной накачкой. Для этого использовалась система уравнений связанных мод на основе многомерных нелинейных уравнений Шредингера для огибающих полей в представлении мод Лагерр-Гаусса. Учитывались как нелинейные эффекты (вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), керровская фазовая и само- и кросс-модуляция), так и линейные эффекты (потери для волн накачки и сигнала, случайная связь между пространственными модами из-за несовершенств волокна, изгибов и напряжений, пространственная фильтрация стоксового пучка при каждом обходе резонатора). Адекватность модели подтверждена ее хорошим согласием с экспериментом для длинного (~1 км) ВКР-лазера на основе многомодового градиентного (GRIN) волокна, в котором основными эффектами, приводящими к увеличению яркости и качества стоксова пучка являлись пространственная структура ВКР-усиления в GRIN волокне и фильтрация мод на выходной ВБР при каждом обходе в резонаторе. При этом ключевая особенность эффекта пространственной чистки пучка в многомодовом ВКР лазере существенно отличается от эффекта керровской самочистки при распространении в GRIN волокне киловаттных субнаносекундных импульсов, качество пучка которых улучшается с ростом пиковой мощности. Стоксов пучок, генерируемый в километровом резонаторе ВКР-лазера с ВБР-фильтром, напротив, характеризуется параметром качества пучка M^2 , который не улучшается с ростом стоксовой мощности, более того, он немного ухудшается. При этом для волокна длиной 1 км влияние эффекта Керра слабо по сравнению с другими факторами, так как мощность стоксова пучка здесь ограничена на уровне в десятки ватт порогом генерации второго порядка Стокса. Ситуация может кардинально измениться в коротком

волоконном ВКР лазере с таким же резонатором на основе ВБР. Хотя укорачивание волокна значительно увеличивает порог ВКР, ВКР-лазер с непрерывной диодной накачкой может генерировать гораздо более высокую выходную мощность 1го стоксова порядка, благодаря более высокому порогу 2 порядка. Поскольку мощность стоксова пучка потенциально может достигать киловаттного уровня, а связь случайных мод снижается в коротком волоконном резонаторе, в результате качество стоксова пучка может начать улучшаться с ростом мощности, подобно киловаттным импульсам.

Для исследования возможности наблюдения эффекта керровской самочистки в коротком ВКР-лазере модель была модифицирована и выполнен численный расчет системы уравнений распространения связанных мод, описывающей пространственную эволюцию амплитуд поперечных мод пучков Стокса ($A_{p,m}$) и накачки ($B_{p,m}$) в градиентном волокне с учетом случайной связи мод, пространственной фильтрации ВБР резонатора и нелинейного взаимодействия мод (эффекты ВКР и Керра), представленной в виде:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = M_A A,$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} = M_B B,$$

где A и B – векторы, содержащие амплитуды всех мод пучков Стокса и накачки соответственно, а матрицы M_A и M_B соответствуют правой части уравнений связанных мод. Мы рассмотрели 496 мод с главным квантовым числом $n = 2p + |m| \leq 30$.

Решение на каждом шаге интегрирования находилось с использованием итерационной численной схемы. Была рассмотрена многопроходная задача. На первом проходе стоксова волна инициализировалась как проекция гауссова пучка с радиусом 12 мкм на пространственные моды GRIN волокна с диаметром сердцевины 100 мкм длиной около 100 м, со случайными входными фазами для каждой моды. Резонатор включал ВБР с пространственной фильтрацией, приводящей к 4% отражению мощности основной моды и 0,4% для мод более высокого порядка при обходе резонатора. Полученный пучок использовался в качестве входных данных для следующего прохода. Для волны накачки все моды инициализировались с одинаковой интенсивностью и случайными фазами. Расчеты проводились для набора различных реализаций случайных фаз, а соответствующие результаты усреднялись. Был рассчитан параметр качества M^2 для выходного стоксова пучка в зависимости от его мощности (рис. 1.10).

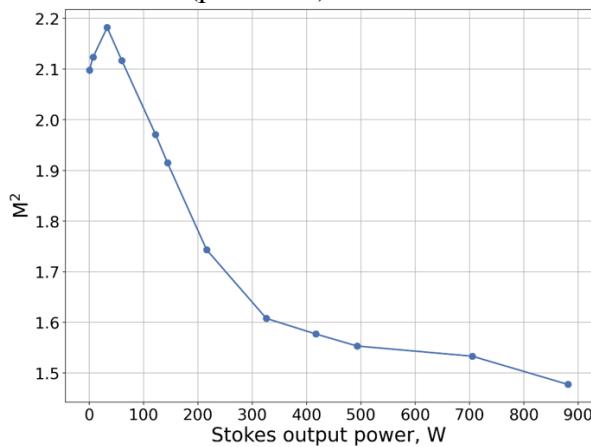


Рис. 1.10. Параметр M^2 генерируемого стоксова пучка ВКР лазера длиной ~100м с ростом его мощности.

Видно, что значение M^2 растёт примерно до 2,2 при уровне мощности в десятки Ватт (как и для длинного ВКР-лазера), но затем начинает уменьшаться с увеличением мощности стоксова пучка свыше 100 Вт от начального значения 2,1 до примерно 1,5 при максимальной мощности в расчете (около 900 Вт). При этом доля мощности растет с ~0.4 до ~0.7. То есть в коротком ВКР-лазере с уровнем непрерывной мощности в сотни Вт может наблюдаться эффект керровской самочистки, как и для киловаттных субнаносекундных

импульсов. Более детальное численное исследование нового эффекта, его наблюдение и характеризация в эксперименте будет включено в план следующего года.

Также было продолжено моделирование для случая многосердцевинного волоконного лазера с 7ю связанными активными (Yb) сердцевинами и резонатором на основе массива ВБР, в котором наблюдался эффект спектрального коллапса. Качественное объяснение эффекта было сделано ранее на основе аналитической модели для 2-сердцевинного волокна, но для количественного описания необходима разработка численной модели для 7-сердцевинного волокна. Для этого была разработана модель на основе нелинейных уравнений Шредингера для связанных мод сердцевин (супермод):

$$\begin{cases} \pm \frac{dA_0^\pm}{dz} = \frac{g(\langle I_0(z) \rangle)}{2} A_0^\pm + i\delta n_0 k A_0^\pm + i \left(k + \frac{in_{eff}}{c} \frac{d}{dt} \right) J \sum_{j=1}^6 A_j^\pm + i\gamma |A_0^\pm|^2 A_0^\pm + A_{sp}, \\ \pm \frac{dA_j^\pm}{dz} = \frac{g(\langle I_j(z) \rangle)}{2} A_j^\pm + i\delta n_j k A_j^\pm + i \left(k + \frac{in_{eff}}{c} \frac{d}{dt} \right) J (A_0^\pm + A_{j-1}^\pm + A_{j+1}^\pm) + i\gamma |A_j^\pm|^2 A_j^\pm + A_{sp}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь A_j^\pm - амплитуда поля в j -ой сердцевине, $k = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} = 8.6 \text{ мкм}^{-1}$ – константа распространения, соответствующая длине волны 1064 нм, n_{eff} – средний показатель преломления в сердцевинах, J – сила связи между сердцевинами, $\gamma = 5 \cdot 10^{-3} (\text{Вт} \cdot \text{м})^{-1}$ – коэффициент нелинейности, A_{sp} – спонтанный шум.

Модель учитывает случайную относительную разницу показателей преломления между сердцевинами δn_j , такую что $\sum_{j=0}^6 \delta n_j = 0$, не превосходящую некоторой максимальной величины $|\delta n_j| < \delta n_{max}$. Добавление производной по времени в линейное слагаемое связи необходимо для учета различных групповых скоростей супермод. Коэффициент усиления определяется в рамках простейшей модели насыщения усиления над порогом $g(\langle I_j(z) \rangle) = \frac{g_0}{1 + \langle I_j(z) \rangle / P_{eff}}$ и зависит от средней мощности в сердцевине $\langle I_j(z) \rangle$, где $P_{eff} = 0.014 P_{in}$, $g_0 = 0.35 \text{ м}^{-1}$. Граничным условием на выходе волокна ($z = 0$) является френелевское отражение: $A_j^+(0, t) = A_j^-(0, t) / 5$. С другой стороны, граничным условием является отражение от брэгговской решетки (ВБР), записанной отдельно в каждой из сердцевин. Условие отражения волнового пакета в частотной области для каждой сердцевины имеет вид $A_j^-(L, \Omega) = A_j^+(L, \Omega) R_j(\Omega) \exp(i\phi_j)$, где ϕ_j – случайная фаза, обусловленная дисперсией положения решетки в различных сердцевинах вблизи среднего расстояния $z = L$, а $R_j(\Omega)$ – спектр отражения брэгговской решетки в сердцевине j , интерполированный из экспериментальных данных. В рамках данной модели было рассмотрено два типа волокна: волокно с расстоянием между сердцевинами 28.3 мкм, что обеспечивало слабую связь $J < 10^{-6}$, и волокно с расстоянием между сердцевинами 17.2 мкм, что соответствует случаю сильной связи $J = 10^{-4}$. Максимальная вариация показателя преломления была выбрана $\delta n_{max} = 10^{-5}$, значение, лежащее между коэффициентом J для сильной и слабой связи.

Для несвязанных сердцевин выражение (1) превращается в систему независимых уравнений, и лазерная генерация в каждой сердцевине идет независимо (рис. 1.11в). Этот результат хорошо согласуется с ранее измеренными экспериментальными спектрами генерации в сердцевинах волокон в случае слабой связи (рис. 1.11а). Расчетная центральная длина волны каждой отдельной линии (рис. 1.11д) полностью совпадает с центральной длиной волны соответствующего спектра отражения ВБР, тогда как экспериментально измеренные значения повторяют длины волн ВБР со сдвигом около 0,2 нм, который обусловлен нагревом ВБР. Для сильно связанных сердцевин наблюдается коллапс спектра генерации, т.е. лазерная генерация происходит на одной длине волны во всех сердцевинах, соответствующей максимуму произведения спектров отражения индивидуальных брэгговских решеток (рис. 1.11б,г,е) с достаточно хорошим согласием теории и эксперимента с учетом теплового сдвига ВБР при выходной мощности 10 Вт.

Таким образом, разработанная численная модель адекватно описывает эффект спектрального коллапса, наблюдаемый в непрерывном 7-сердцевинном волоконном лазере с резонатором на основе массива смещенных по длине волны ВБР, и ее можно использовать

для выявления особенностей эффекта в зависимости от параметров системы, что было проделано в рамках п.5 ниже.

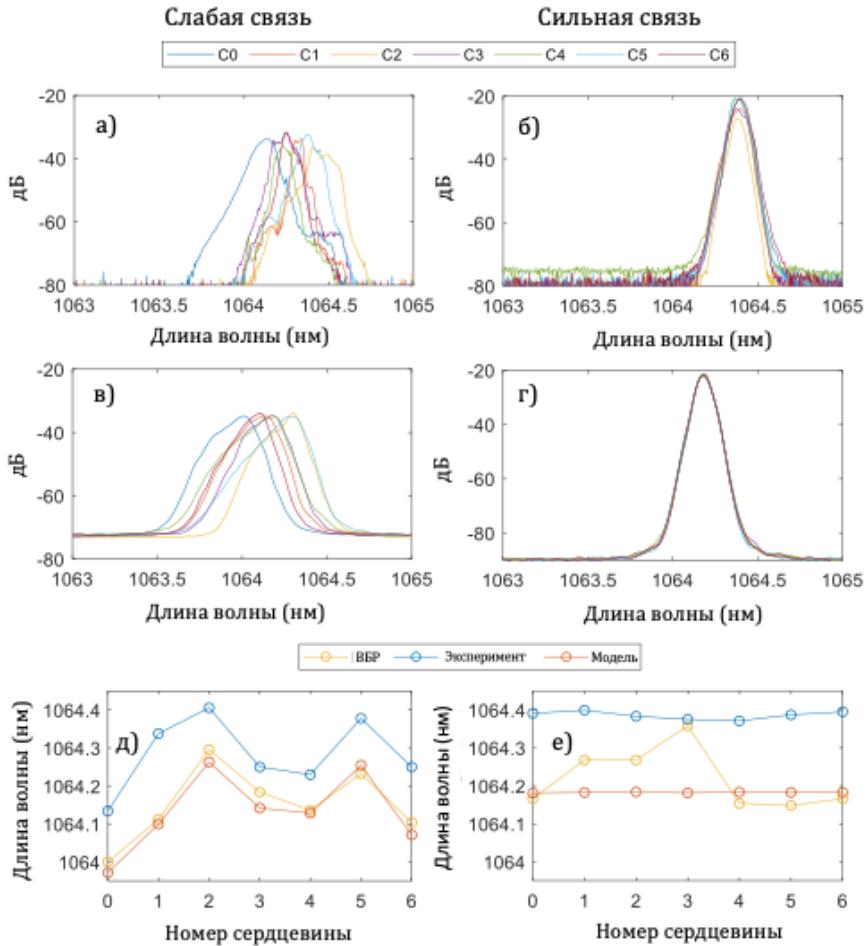


Рис. 1.11. Спектры генерации в каждой из 7ми сердцевин С0-С6 при суммарной мощности генерации около 10 Вт при слабой связи, измеренные в эксперименте (а) и полученные в модели (в), а также при сильной связи, измеренные в эксперименте (б) и полученные в модели (г). Сравнение центральной длины волны спектров генерации в эксперименте и модели с центральной длиной волны спектров отражения ВБР для слабой (д) и сильной (е) связи.

На основе модели было также проанализировано распространение киловаттных субнаносекундных импульсов в пассивном 7-сердцевинном волокне, которое можно описать системой связанных уравнений (1) с соответствующей модификацией. В отличие от системы (1) здесь рассматривалось одностороннее распространение импульса без отражения, исключен член с усилением, а также учитывается зависимость разности показателя преломления между сердцевинами от точки вдоль волокна. В случае волоконного лазера за счет большого количества обходов резонатора этой зависимостью можно было пренебречь. Начальным условием в данной модели является импульс, запускаемый в центральную сердцевину $A_0(0, t) = \frac{\sqrt{P_{in}}}{\cosh(t/\tau)}$, где τ – длительность импульса, P_{in} пиковая мощность. Здесь мы также рассмотрели отдельно два случая: слабой и сильной связи между сердцевинами. Для случая слабой связи сначала мы зафиксировали значение силы связи $J = 10^{-5}$ и варьировали максимальную разность показателей преломления δn_{max} . Характерная длина изменения показателя преломления составила $L_{ref} = 5$ мм, входная пиковая мощность $P_{in} = 5$ кВт. Для всех значений δn_{max} на выходе наблюдалось равномерное распределение интенсивностей по сердцевинам с одновременным уменьшением флюктуаций (рис. 1.12). С увеличением разности показателей преломления δn_{max} характерная длина установления равнораспределения интенсивностей ($\Delta I \sim 50\%$)

L_{eq} уменьшается. Нелинейный характер эффекта равнораспределения делает его чувствительным к мощности импульса, и с увеличением мощности длина установления равнораспределения уменьшается (рис. 1.13). Более детальное численное исследование данного нового эффекта и его механизма, наблюдение и характеризация в эксперименте будет включено в план следующего года.

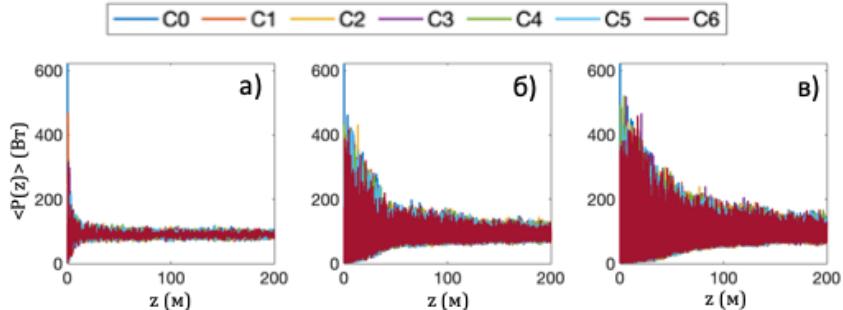


Рис. 1.12. Распределение интенсивности сердцевин вдоль волокна в случае слабой связи $J = 10^{-5}$ при входной пиковой мощности $P_{in} = 5$ кВт а) $\delta n_{max} = 10^{-3}$, б) $\delta n_{max} = 10^{-4}$, в) $\delta n_{max} = 5 \cdot 10^{-5}$.

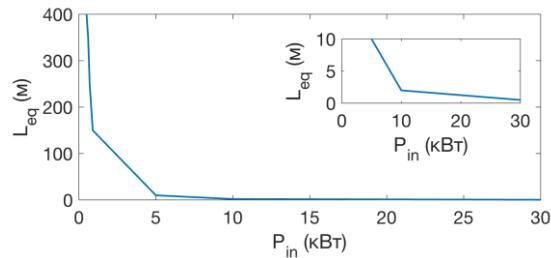


Рис.1.13 Зависимость длины установления равнораспределения от пиковой мощности импульса в случае слабой связи $J = 10^{-5}$, $\delta n_{max} = 10^{-3}$, $L_{ref} = 1$ см.

Таким образом, реализована, протестирована и апробирована на разных примерах численная модель для MMC/MCC, позволившая как описать ранее полученные экспериментальные данные (коллапс спектра непрерывного 7-сердцевинного MCC лазера с резонатором из массива ВБР), так и предсказать новые эффекты (керровская самочистка в непрерывном ВКР-лазере на основе короткого градиентного MCC, нелинейный режим равнораспределения мощности при распространении суб-наносекундных импульсов в 7-сердцевинном пассивном MCC), которые планируется исследовать на следующем этапе проекта. Кроме того, произведено обобщение библиотеки численных расчётов PyOFSS на произвольное число каналов, представляющих из себя моды многомодового оптического волокна. Реализована связь через их нелинейное взаимодействие. Произведена апробация библиотеки CuPy для проведения численных расчётов на графических процессорах. В итоге в многомодовом режиме для тестовой задачи распространения многомодовых импульсов (солитонов) удалось снизить время счёта в 20 раз, что крайне важно для определения направления изменения параметров системы.

2.1. Разработка новых методов и подходов создания 3-мерных структур показателя преломления как регулярных, так и случайных, в различных волокнах (MMC, MCC, с сохранением поляризации, активных), в том числе с чирпированным, аподизированным или с произвольно заданным профилем показателя преломления вдоль структуры.

Сначала работа была посвящена разработке методики поточечной фемтосекундной (фс) записи ВБР с контролируемым продольным профилем показателя преломления (ПП). Продемонстрировано создание ВБР с различной формой профиля ПП вдоль структуры: чирпированным (ЧВБР), аподизированным (АВБР), а также гибридных АЧВБР в одномодовом волоконном световоде (ВС) SMF-28 и в волокне с сохранением поляризации

(PM) типа PANDA. Методика создания ЧВБР основана на линейном изменении скорости перемещения ВС, закрепленного на линейной платформе позиционирования Aerotech ABL1000, при постоянной частоте следования фс импульсов. Данной методикой изготовлены линейно чирпированные ВБР длиной $L = 2$ мм с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1550$ нм и спектральными ширинами $\Delta\lambda_{chirp}$ в диапазоне 5-20 нм. Энергия импульсов изменялась от 0,64 до 0,92 мкДж. Спектры отражения (Рис. 2.1а) получены с помощью суперлюминисцентного лазерного диода и анализатора оптических спектров Yokogawa AQ6370. Для сравнения записанных ЧВБР введем безразмерный коэффициент $M = \Delta\lambda_{chirp}/L$, который для $\Delta\lambda_{chirp} = 5, 10$ и 20 нм равен, соответственно, $2,5, 5$ и 10 нм/см. Для каждого значения M была построена зависимость отражения ЧВБР от энергии импульсов (Рис. 2.1б). Максимальный коэффициент отражения R_{max} для ЧВБР составил $-1,35$ дБ (73%) с $M = 2,5$ нм/см при энергии $0,72$ мкДж, в то время как для $M = 5$ и 10 нм/см R_{max} составили $-3,06$ дБ (50%) и $-4,25$ дБ (38%) при энергиях $0,8$ и $0,84$ мкДж, соответственно. При превышении данных пороговых значений энергии отражательная способность достигает насыщения и затем снижается из-за вносимых потерь. Для повышения R_{max} были изготовлены ЧВБР с $L = 10$ см, $\lambda_0 = 1531,6$ нм и $\Delta\lambda_{chirp} = 0,5, 1$ и 2 нм (рис. 2.1с). Энергия импульсов составляла $\sim 0,7$ мкДж. Спектры отражения демонстрируют незначительную разницу амплитуд для указанных $\Delta\lambda_{chirp}$, что говорит о достижении режима насыщения для всех трех ЧВБР при данной энергии записи.

Аподизация профиля ПП АВБР осуществлялась за счет модуляции энергии фс импульсов с помощью полуволновой пластинки, вращаемой круговым позиционером Thorlabs. Зависимость энергии фс импульсов на выходе из схемы от угла поворота α полуволновой пластинки составляла $\sim \cos^2(2\alpha)$. В дальнейшем вращение полуволновой пластинки задавалось в соответствии с измеренной зависимостью $\sim \cos^2(2\alpha)$ и параметрами функции аподизации. Таким образом, непрерывное вращение полуволновой пластинки во время записи АВБР позволило плавно изменять энергию фс импульсов для перехода от прямоугольной формы огибающей профиля ПП к куполообразной.

В качестве функций аподизации были рассмотрены три функции: (1) hyper-tanh: $T(x) \sim \tanh\left(s \cdot \frac{x}{L}\right) \cdot \tanh\left(s \cdot \left(1 - \frac{x}{L}\right)\right)$, где s – безразмерный параметр; функция Блэкмена: $B(x) \sim \frac{1 + 1,19 \cdot \cos\left(\frac{2\pi(x-L/2)}{L}\right) + 0,19 \cdot \cos\left(\frac{4\pi(x-L/2)}{L}\right)}{2,38}$; функция Гаусса: $G(x) \sim e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$, где $x_0 = L/2$, σ

– среднеквадратичное отклонение. Профили энергии, соответствующие указанным функциям аподизации, представлены на Рис. 2.2а. Для каждой функции аподизации были определены оптимальные параметры, позволяющие достичь максимального коэффициента подавления боковых резонансов (SLSR). Для функции hyper-tanh удалось достичь $SLSR = 17$ дБ (Рис. 2.2б), для функции Blackman максимальное $SLSR = 13$ дБ (Рис. 2.2с), для гауссовой функции $SLSR = 22$ дБ (Рис. 2.2д). Экспериментально полученные спектры хорошо согласуются с численным моделированием, которое производилось в программе OptiGrating (синяя кривая на Рис. 2.2б,д). Однако в случае функции Блэкмена $SLSR$ записанной АВБР достигает ограничения в 13 дБ (Рис. 2.3с). Данное расхождение между численным моделированием и экспериментальными результатами объясняется смещением фокальной точки, вызванным случайным боковым смещением ВС от центрального положения внутри ферруллы. Таким образом, оптимальной функцией аподизации, позволяющей достичь максимального $SLSR$, является функция Гаусса.

Одновременное изменение скорости перемещения ВС и модуляция энергии импульсов позволяет создавать АЧВБР. Основываясь на полученных выше результатах, для создания АЧВБР аподизация функцией Гаусса накладывалась на запись ЧВБР. На первом этапе АЧВБР были созданы в SMF-28 (Рис. 2.3а), что позволило определить оптимальные параметры записи: среднеквадратичное отклонение $\sigma = 6$ и энергия импульсов $0,8$ мкДж. Далее оптимальные параметры записи позволили записать комбинированные АЧВБР различной спектральной ширины в PM-волокне (Рис. 2.3б-с).

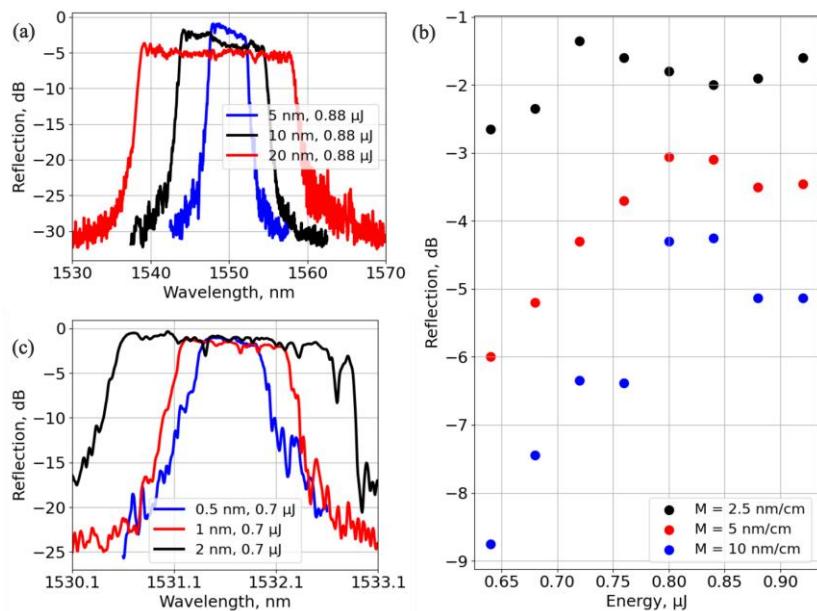


Рис. 2.1. (а) Спектры отражения ЧВБР, записанных при энергии 0,88 мкДж. (б) Зависимость отражения ЧВБР от энергии. (с) Спектры отражения ЧВБР со спектральной шириной 0,5, 1 и 2 нм.

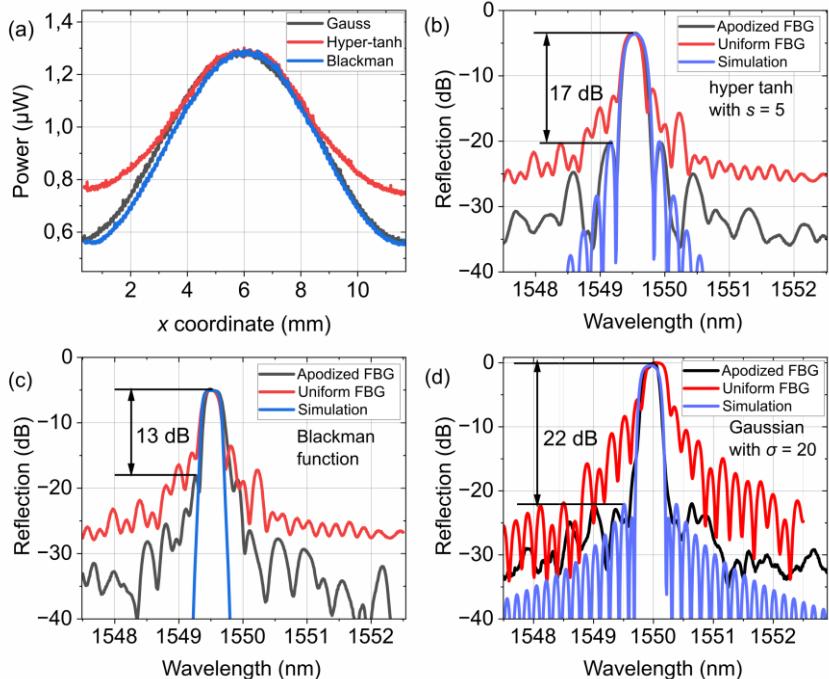


Рис. 2.2. (а) Профили энергии, соответствующие различным функциям аподизации. Спектры отражения АВБР длиной 12 мм с аподизацией функцией (б) Hyper-tanh при $s = 5$; (с) Blackman; (д) Гаусса при $\sigma = 20$.

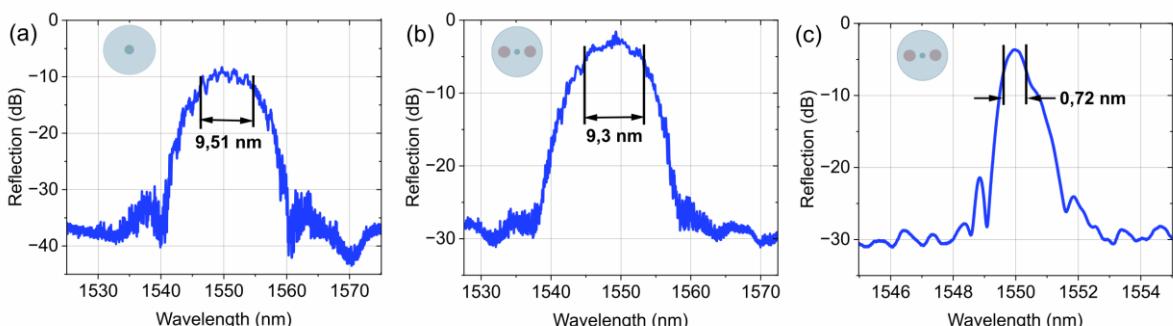


Рис. 2.3. Спектры отражения АЧВБР, записанных в SMF-28 (а) и в РМ-волокне со спектральной шириной 10 нм (б) и 1 нм (с).

Далее продемонстрирована новая методика поточечной фс лазерной записи с применением пространственного модулятора света (SLM), обеспечивающего сканирование

лазерного пучка внутри статичного ВС. В рамках данной методики предложен способ увеличения эффективной длины ВБР за счёт компенсации спада энергии фс импульсов на краях поля зрения микрообъектива. Для этого реализована модуляция энергии фс импульсов с помощью вращающейся полуволновой пластинки и поляризатора Глана-Тейлора. При записи вдоль ВС в начальной и конечной частях однородной ВБР наблюдается снижение энергии импульсов, которое обусловлено различными эффектами: снижением дифракционной эффективности SLM, увеличением оптических потерь при смещении пучка относительно центрального положения. Следовательно, при сканировании фокальной точки в пределах неподвижного ВС фокусировка фс импульсов в центральной области поля зрения микрообъектива является более эффективной по сравнению с фокусировкой на его краях. По этой причине во время записи ВБР величина изменения ПП, индуцированного на краях поля зрения микрообъектива, уступала значению в центральной области из-за более низкой энергии импульсов, падающих на ВС, как показано на Рис. 2.4а. При записи ВБР такое неоднородное изменение ПП вдоль ВС приводит к уменьшению эффективной длины ВБР, что вызывает уширение спектра отражения, а также снижение коэффициента отражения.

На Рис. 2.4б представлен спектр отражения ВБР, записанной в SMF-28 с заданной длиной 350 мкм. Ширина пика отражения составила ~3 нм при амплитуде отражения -11 дБ. Согласно результатам численного моделирования (красная линия), эффективная длина полученной ВБР соответствует 250 мкм. Несоответствие между заданной общей длиной и полученной в результате расчета свидетельствует о снижении энергии импульсов при записи в начальной и конечной частях ВБР, что визуально заметно на оптическом изображении, как плавное уменьшение контрастности записываемых структур на краях ВБР (Рис. 2.4а). Для компенсации данного уменьшения энергии использовалась модуляция энергии импульсов с помощью вращающейся полуволновой пластинки и поляризатора Глана-Тейлора, которые обеспечивают равномерное изменение ПП вдоль ВС в процессе записи, как показано на Рис. 2.4в. Для определения параметров модуляции энергии записывались короткие ВБР длиной 50 мкм с коэффициентом отражения R , который достигается при записи ВБР с энергией импульсов E_0 в центральной области поля зрения. Затем были записаны две ВБР на краях поля зрения при энергиях E_1 и E_2 , обеспечивающих одинаковый коэффициент отражения R , что и в центральной области. Таким образом, амплитуда модуляции энергии определялась из условия достижения пространственной однородности индуцированного изменения ПП вдоль ВС. Зависимость энергии импульсов от угла поворота полуволновой пластинки α регистрировалась фотодетектором и аппроксимировалась функцией $\sim \cos^2(2\alpha)$. На основе полученной калибровочной зависимости были вычислены углы поворота полуволновой пластинки, соответствующие энергиям E_0 , E_1 и E_2 . Запись ВБР длиной 350 мкм проводилась с полученной модуляцией энергии в SMF-28. Как видно из Рис. 2.4г, спектр отражения имеет ширину пика 2,4 нм и амплитуду отражения -10 дБ. Результаты численного моделирования подтверждают, что эффективная длина ВБР соответствует заданному значению 350 мкм (красная линия).

Увеличить коэффициент отражения ВБР можно не только путем увеличения длины ВБР, но и также путем увеличения интеграла перекрытия области модификации ПП с полем моды, что может быть обеспечено записью методом поперечного сканирования сердцевины ВС. С помощью сканирования фокальной точки поперек сердцевины ВС была записана ВБР с эффективной длиной 400 мкм, увеличенной за счет модуляции энергии импульсов. Спектральная ширина и амплитуда отражения составили ~1 нм и -6 дБ, соответственно (Рис. 2.4д). На Рис. 2.5а-б представлены оптические изображения записанной ВБР с увеличенной эффективной длиной.

Кроме того, предложенный метод сканирования фокальной точки внутри неподвижного ВС по заданной траектории с помощью SLM открывает возможности создания более сложных структур ПП таких, как однородные ВБР с пространственным смещением в отдельных сердцевинах вдоль МСС (2-сердцевинного). На Рис. 2.5с,д представлены

оптические изображения записанных в отдельных сердцевинных ВБР с пространственным сдвигом 1 мкм вдоль МСС (вид сверху и сбоку). Как видно в данном случае область модификации полностью пересекает каждую из сердцевин МСС, при этом область волокна между сердцевинами остается не модифицированной. Кроме того, область модификации полностью пересекает сердцевину в продольном направлении (рис. 2.5d), что свидетельствует о высокой степени перекрытия области модификации и поля основной моды в сердцевинах. Изготовленные ВБР, пространственно сдвинутые в отдельных сердцевинах вдоль МСС, как в пассивных, так и активных, могут быть использованы для создания внутриволоконного интерферометра Майкельсона, что может быть применимо для получения узкополосной лазерной генерации в волоконном лазере, см. также пп.3,5.

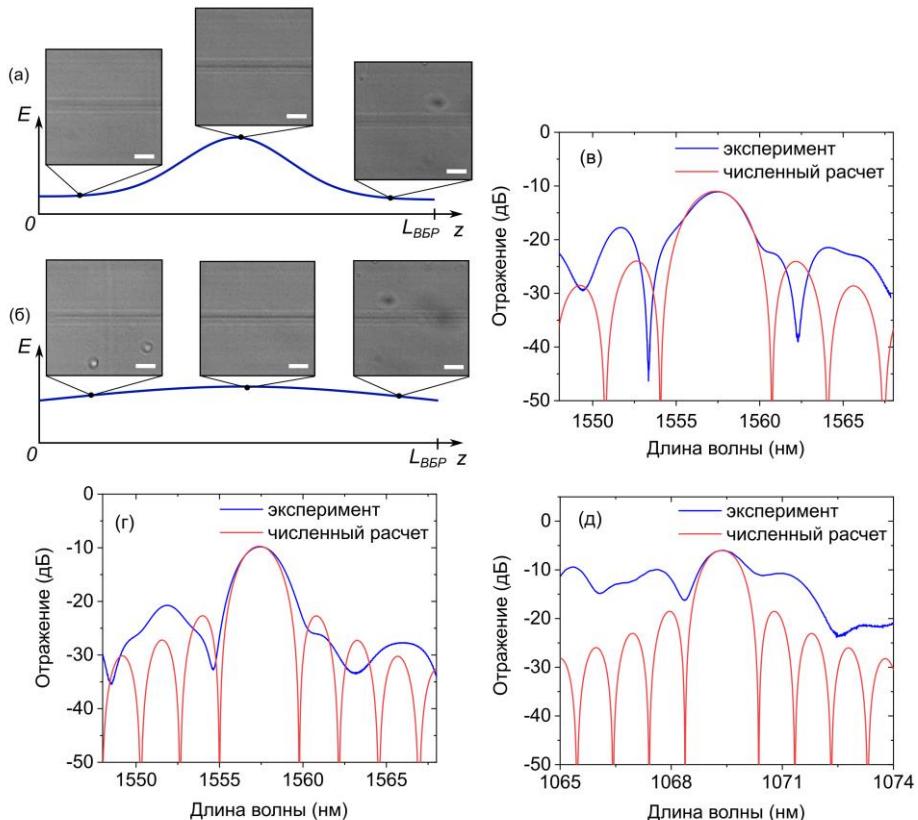


Рис. 2.4 Распределение энергии, падающей на ВС, вдоль продольной координаты ВС без модуляции энергии (а) и с модуляцией энергии с помощью полуволновой пластинки (б). Спектры отражения ВБР длиной 350 мкм, записанных в SMF-28 без модуляции энергии (в) и с модуляцией энергии (г). Спектр отражения ВБР длиной 400 мкм, записанной методом поперечного сканирования сердцевины с модуляцией энергии (д).

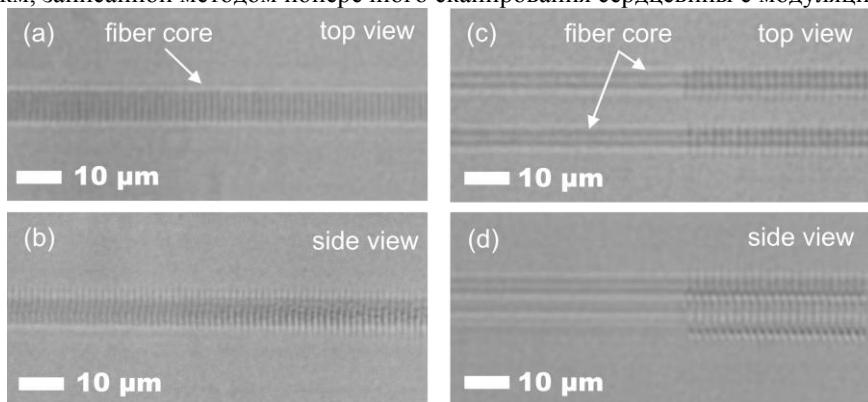


Рис. 2.5 Оптические изображения ВБР, записанных в SMF-28 методом поперечного сканирования сердцевины: вид сверху (а) и вид сбоку (б). Оптические изображения ВБР, пространственно сдвинутых в отдельных сердцевинах вдоль МСС: вид сверху (с) и вид сбоку (д).

В данном подпункте продемонстрированы новые возможности изготовления 3-мерных случайных структур ПП с кольцеобразным поперечным профилем ПП, представляющим особый интерес для селекции мод более высокого порядка выходного лазерного пучка в

ММ волоконном ВКР-лазере, начатой на предыдущем этапе. Для изготовления структур ПП использовалась методика поточечной фс записи с использованием SLM, позволяющего перемещать фокальную точку внутри статичного ВС по заданной траектории. Сначала были записаны одиночные кольца при разных условиях фокусировки (см. Рис. 2.6). Продемонстрировано, что использование $50\times$ микрообъектива (NA = 0,65) обеспечивает визуально чёткое и локализованное изменение ПП (Рис. 2.6с-е) по сравнению с $20\times$ микрообъективом (NA = 0,4), который даёт визуально размытые модификации ПП (Рис. 2.6а-б). Повышение энергии фс импульсов от 81 до 110 нДж при NA = 0,65 сохраняло локализованное изменение ПП, тогда как при NA = 0,4 увеличение энергии от 262 до 284 нДж приводило к визуальному размытию структур ПП. Более низкий порог модификации при большем NA обусловлен более эффективным возбуждением многофотонного поглощения в меньшем фокальном объёме. Следует отметить, что геометрические параметры фокальной области, определяющей размер области модификации ПП, описываются выражениями для перетяжки w_0 и рэлеевской длины z_0 сфокусированного лазерного пучка, которые могут быть выражены как:

$$w_0 \approx \frac{\lambda}{\pi NA} \left(1 - \frac{NA^2}{4n^2}\right), \quad z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$$

где λ – длина волны, n – эффективный ПП. В результате как w_0 , так и z_0 меньше в случае фокусировки $50\times$ микрообъективом с NA = 0,65 по сравнению с фокусировкой $20\times$ микрообъективом с NA = 0,4. Увеличение NA с 0,4 до 0,65 приводит к уменьшению как w_0 , так и z_0 , что обеспечивает более высокую пространственную точность записи и формирование визуально чётких 3-мерных структур ПП, необходимых для эффективной селекции мод выходного лазерного пучка в волоконном ВКР-лазере.

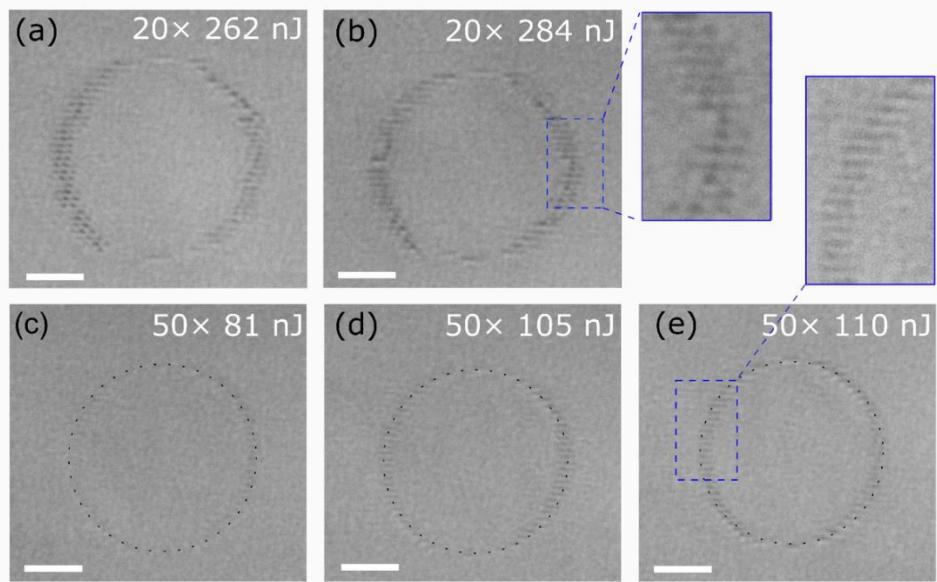


Рис. 2.6 Оптические изображения одиночных колец, записанных $20\times$ (а, б) и $50\times$ (с, д, е) микрообъективами при различных энергиях фс импульсов.

С использованием микрообъектива с NA = 0,65 были записаны 3-мерные структуры ПП с кольцеобразным поперечным профилем ПП в MMC GRIN Draka 100/140. При этом расстояние между соседними неоднородностями ПП варьировалось случайным образом в диапазоне 5 ± 0.5 мкм. Были рассмотрены два случая: 1) диаметр колец оставался постоянным и равным 12 мкм (Рис. 2.7а); 2) диаметр колец варьировался случайным образом в диапазоне от 10 до 30 мкм (Рис. 2.7д). На Рис. 2.7б-с и Рис. 2.7е-ф продемонстрированы уровни обратного рассеяния и спектры отражения кольцеобразных структуры ПП длиной 2 мм с постоянным и варьируемым диаметром, соответственно. Энергия фс импульсов составляла 106 нДж. Предложенная методика позволила достичь широкополосный спектр с коэффициентом отражения $\sim0,05\%$ и $\sim0,01\%$ для структур ПП с постоянным и случайно варьируемым диаметром, соответственно. В обоих случаях уровень

обратного рассеяния увеличивается до +68 дБ/мм (Рис. 7b, e) относительно естественного уровня обратного рэлеевского рассеяния (~-100 дБ/мм), свойственного ВС.

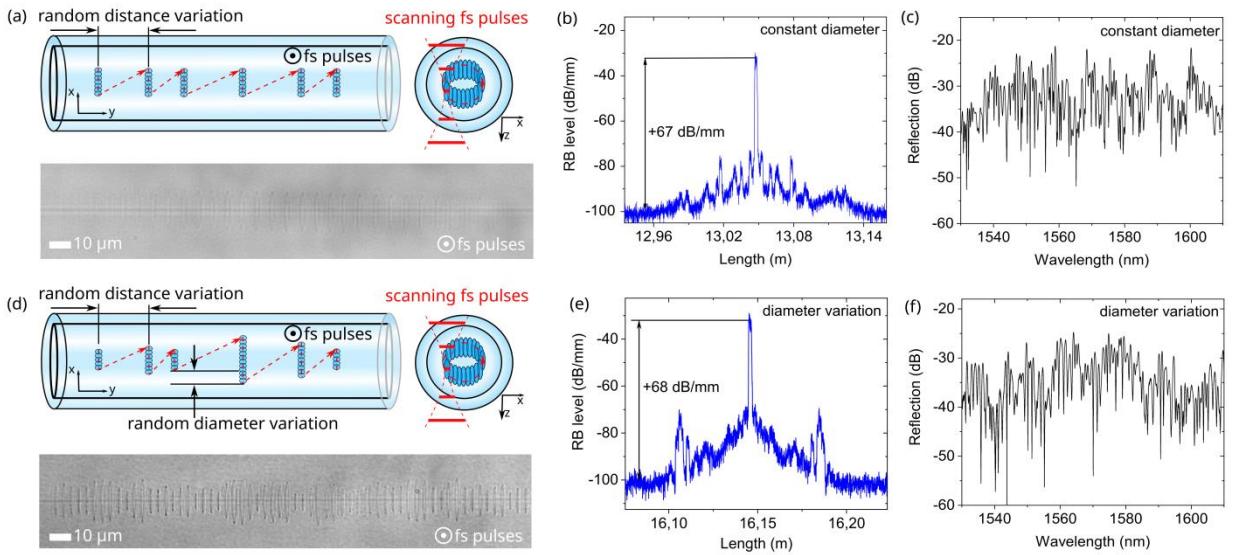


Рис. 2.7 Кольцеобразная структура ПП с постоянным (а) и случайно варьируемым диаметром (д): схематическое представление процесса записи со сканированием фокальной точки внутри неподвижного ВС с помощью SLM (красная пунктирная линия) и оптическое изображение записанных структур (вид сверху). Уровень обратного рэлеевского рассеяния и спектр отражения кольцеобразных структур ПП постоянным (б, в) и случайно варьируемым диаметром (е, ф).

Сформированные кольцевые случайные структуры ПП далее применялись в ММ ВКР-лазере в качестве выходного зеркала. Схема лазера представлена на рис. 2.8. Излучение накачки от трёх мощных многомодовых лазерных диодов (ЛД), работающих на длине волны ~938 нм, суммировалось с помощью объединителя накачки 3×1. Каждый многомодовый ЛД имеет волоконный выход 105/125 мкм с числовая апертурой NA = 0.22 и обеспечивал выходную оптическую мощность более 100 Вт. Выходной порт объединителя накачки был выполнен из градиентного волокна с сердцевиной 100 мкм и числовой апертурой 0.29. Резонатор лазера в 1 км градиентного волокна 100/140 мкм, накачиваемом многомодовыми ЛД, состоял из двух отражателей: входной высокоотражающей ВБР с коэффициентом отражения R~90% на 976 нм и выходного случайного отражателя с фиксированным диаметром (12 мкм) колец. На рис. 2.8b показан генерируемый выходной пучок с параметром качества $M^2 \sim 5,07$ и формой близкой к прямоугольной. Порог генерации рамановского лазера был значительно снижен, а эффективность преобразования мощности накачки в излучение на стоксовой длине волны увеличилась по сравнению с естественным рэлеевским рассеянием. Максимальная достигнутая мощность составила более 5 Вт при мощности накачки 136 Вт (рис. 2.8c). Спектр многопиковую структуру, соответствующую поперечным модам высших порядков (рис. 2.8d).

Эксперимент с различными кольцевыми отражателями со случайным изменением диаметра в диапазоне от 10 до 30 мкм, записанных при энергии импульсов 92, 106 и 111 нДж показал, что дазерная генерация достигается только с отражателем, сформированным импульсами с энергией 111 нДж. На рис. 2.8c показана зависимость выходной мощности излучения на стоксовой длине волны от мощности накачки в сравнении с кольцевыми РБ-отражателями, сформированными с помощью 20-кратного микрообъектива на предыдущем этапе проекта. Можно увидеть заметный рост дифференциальной эффективности, несмотря на то, что в новом эксперименте энергия фемтосекундного импульса при записи была в 2,5 раза ниже, чем ранее (111 нДж против 284 нДж). На рис. 2.8e показаны спектры лазерной генерации. Отметим, что при использовании отражателя, сформированного с помощью 50-кратного микрообъектива спектр, а также форма и качество пучка ($M^2 \sim 4$) в целом повторяет результаты, полученные с 20-кратным микрообъективом.

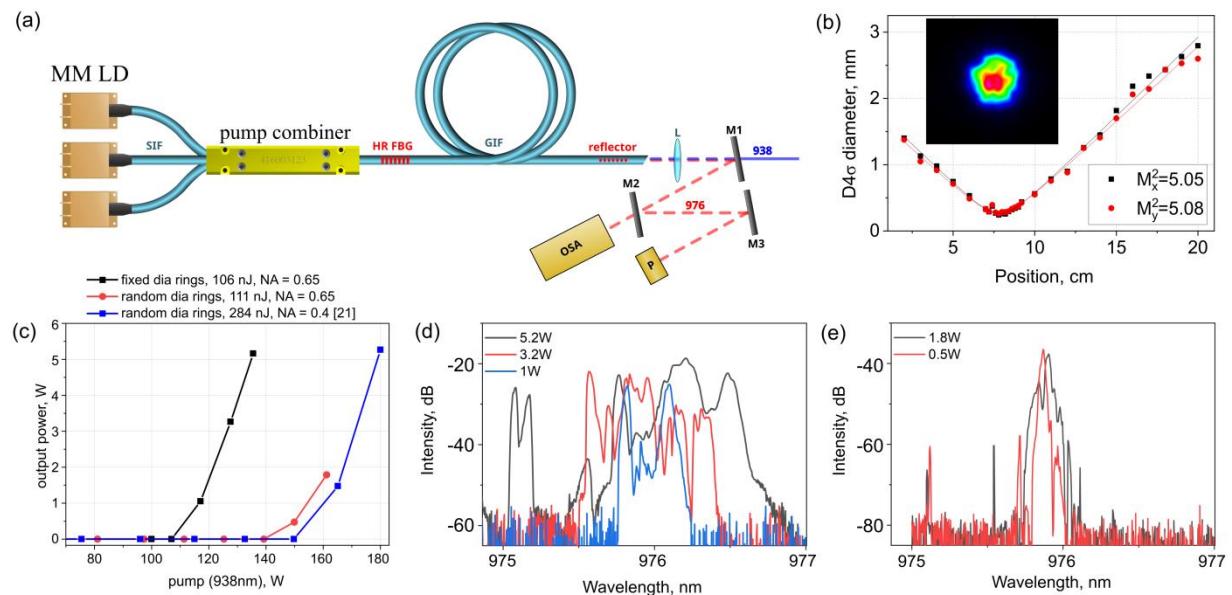


Рис. 2.8 Многомодовый ВКР- лазер: ММ ЛД – многомодовый лазерный диод с длиной волны 938 нм; ВО ВБР – высокоотражающая волоконная брэгговская решётка; L – коллимирующая линза; M1, M2, M3 – дихроичные зеркала; АСА – анализатор оптического спектра, Р – измеритель мощности (а); Измеренные значения M^2 и выходной пучок (вставка) лазера с выходным зеркалом (В3) на основе отражателей фиксированного диаметра (б); Мощность излучения лазера на стоксовой длине волны с различными В3 на основе случайных отражателей (с) и выходные спектры для случаев В3 на основе отражателей с постоянным (д) и случайным (е) диаметром.

Таким образом, разработаны новые методы создания 3-мерных структур показателя преломления как регулярных, так и случайных в различных волокнах (MMC, MCC, с сохранением поляризации, как пассивных, так и активных), в том числе с чирпированным, аподизированным или с произвольно заданным профилем показателя преломления вдоль структуры, исследованы их пространственно-спектральные свойства в зависимости от параметров и продемонстрировано их применение в лазерах.

2.2. Разработка методики записи составных периодических структур показателя преломления с несколькими основными периодами, исследование спектральных свойств данных структур в зависимости от их параметров и их применение.

В данном пункте рассматривается разработка методики создания составных периодических структур ПП, в частности, составных ВБР с несколькими периодами в одномодовом ВС SMF-28 для ее отработки. Составная ВБР представляет собой набор из n суперячеек с периодами d_A и d_B , которые повторяются m раз в одной супер-ячейке (Рис. 2.9а).

В отличие от традиционного метода поточечной фс записи ВБР, где период решетки задается скоростью перемещения ВС и частотой следования фс импульсов, в данном пункте плана представлен метод позиционно-синхронизированной записи составных ВБР, который обеспечивает точное управление положением области модификации ПП. Реализованный подход основан на использовании позиционно-синхронизированного выхода лазера (англ. position-synchronized output, PSO) для стробирования фс импульсов, имеющих частоту следования 76 МГц, в режиме реального времени с использованием обратной связи с энкодера контроллера перемещения, что обеспечивает выстрел каждого импульса в строго заданных координатах. Как показано на Рис. 2.9б-е, массив координат выстрелов фс импульсов $[x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, \dots, x_{n+1}]$ предварительно рассчитывается на основе требуемого массива периодов ВБР $[\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \dots, \lambda_{n+1}]$, где каждая $\lambda_i = x_{i+1} - x_i$ определяет инкрементное расстояние (в счетах энкодера 500000 счетов/мм) до следующего PSO-триггера. Этот массив загружается в контроллер линейного позиционера Aerotech, положение которого синхронизировано с PSO для генерации цифровых выходных сигналов (0: затвор закрыт, 1: затвор открыт). Таким образом, предложенный подход

позволяет записывать сложные ВБР с заранее определенными периодами, недостижимыми при использовании традиционного подхода поточечной записи.

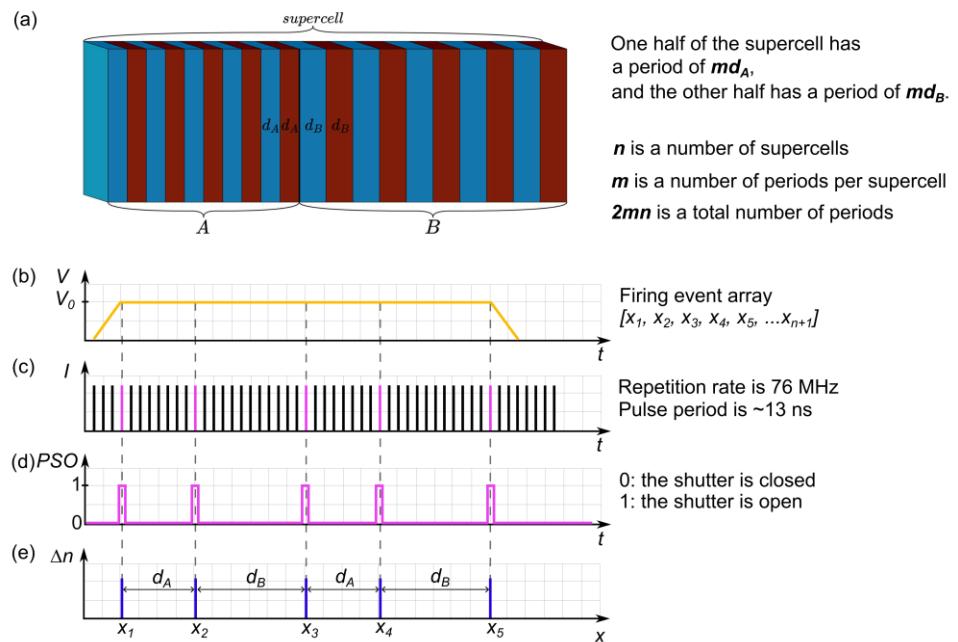


Рис. 2.9 (a) Одна супер-ячейка с периодами d_A и d_B , m – количество повторяющихся периодов в одной супер-ячейке, n – количество супер-ячеек в составной периодической структуре. (b–e) схема записи составной периодической структуры на основе PSO с периодами d_A и d_B .

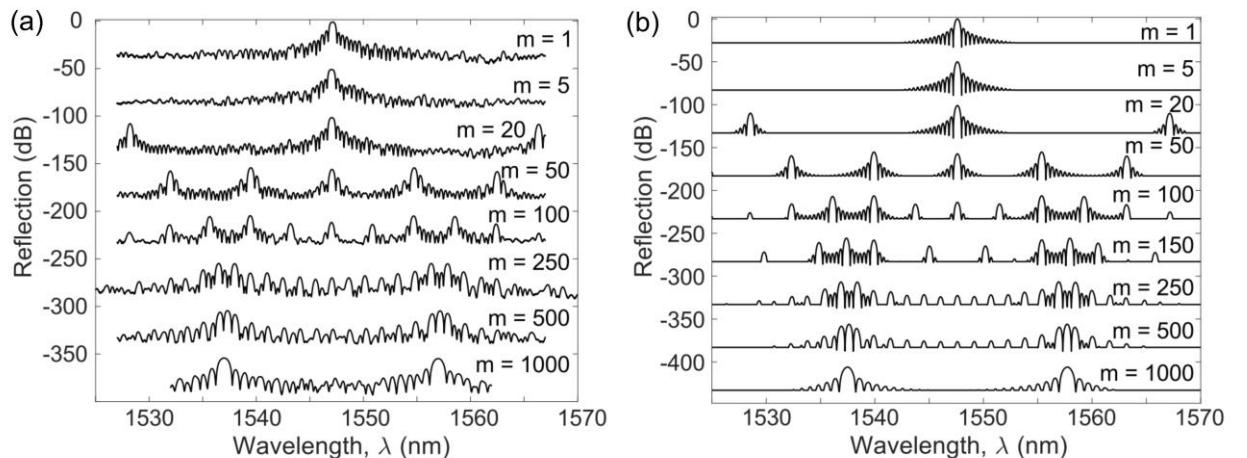


Рис. 2.10 (a) Спектры отражения изготовленных составных ВБР и (b) численный расчет спектров отражения аналогичных ВБР с варьируемым параметром m при $2mn = 2000$.

На Рис. 2.10а продемонстрированы спектры отражения изготовленных составных ВБР длиной 2 мм с периодами $d_A = 1,063$ мкм и $d_B = 1,077$ мкм и резонансными длинами волн 1537 нм и 1557 нм, соответственно. Спектры отражения измерялись с использованием суперлюминесцентного лазерного диода и анализатора оптических спектров Yokogawa AQ6370. Энергия импульсов составляла 1 мкДж. Фс лазерное излучение фокусировалось в сердцевину ВС Corning SMF-28e с помощью 50× микрообъектива (NA = 0,65). Исследовалось влияние параметров m и n составной ВБР на спектр отражения. На Рис. 2.10а приведены значения m от 1 до 1000 при $2mn = 2000$. Видно, что при $m \leq 5$ наблюдается один резонансный пик отражения на длине волны 1547 нм. В данном случае периоды ВБР часто чередуются, в результате чего распространяющая световая волна взаимодействует с усредненным эффективным периодом составной ВБР. При $5 < m \leq 500$ происходит расщепление одного пика на множество резонансов. При $m = 1000$ составная ВБР представляет собой две последовательные однородные ВБР с d_A и d_B , что проявляется в

спектре отражения в виде двух резонансных пиков. Видно, что результаты эксперимента согласуются с численным расчетом спектров отражения аналогичных ВБР (Рис. 2.10b).

Таким образом, разработана методика записи составных периодических структур показателя преломления, показано, что вариация параметров составных ВБР с несколькими периодами (количество повторяющихся периодов в одной супер-ячейке, количество супер-ячеек в составной периодической структуре) в одномодовом ВС позволяет эффективно управлять спектральными параметрами резонансных структур перспективных для многих потенциальных применений как в области волоконных лазеров, так и в области волоконно-оптических сенсоров.

3. Реализация и исследование источников узкополосного и одночастотного излучения на основе ВБР со сдвигом фазы и/или случайных волоконных структур, в т.ч. с использованием МСС, и возможностей усиления их мощности в тейперированных активных ММС

В данном подпункте продемонстрировано изготовление и применение искусственной структуры для случайной распределенной обратной связи методом поперечного сканирования сердцевины в SMF-28 (Рис. 3.1a) с помощью фс лазерных импульсов и SLM, позволяющего перемещать фокальную точку внутри статичного ВС. Частота кадров SLM составляла 10 Гц. Энергия фс импульсов после микрообъектива с NA = 0,4 составляла 280 нДж. Была записана случайная структура ПП с предельно малой длиной 1 мм (Рис. 3.1b), у которой поперечное расстояние между модификациями ПП равнялось 1 мкм со случайной добавкой $\pm 0,1$ мкм. Как показано на Рис. 3.1c, случайное изменение расстояния вдоль ВС в интервале $1\pm 0,1$ мкм позволяет получить широкополосный спектр отражения, модулированный узкими пиками шириной ~ 1 нм. Поперечное сканирование сердцевины ВС увеличило интеграл перекрытия между модификацией ПП и поперечной модой сердцевины ВС, что привело к значительному росту общей отражательной способности искусственной структуры для случайной распределенной обратной связи. Коэффициент отражения структуры ПП составил около -30 дБ, что эквивалентно интегральному рэлеевскому отражению от 10 км волокна, и достаточно для применения в экспериментах по сужению линии в гибридной схеме одночастотного лазера, описанных ниже.

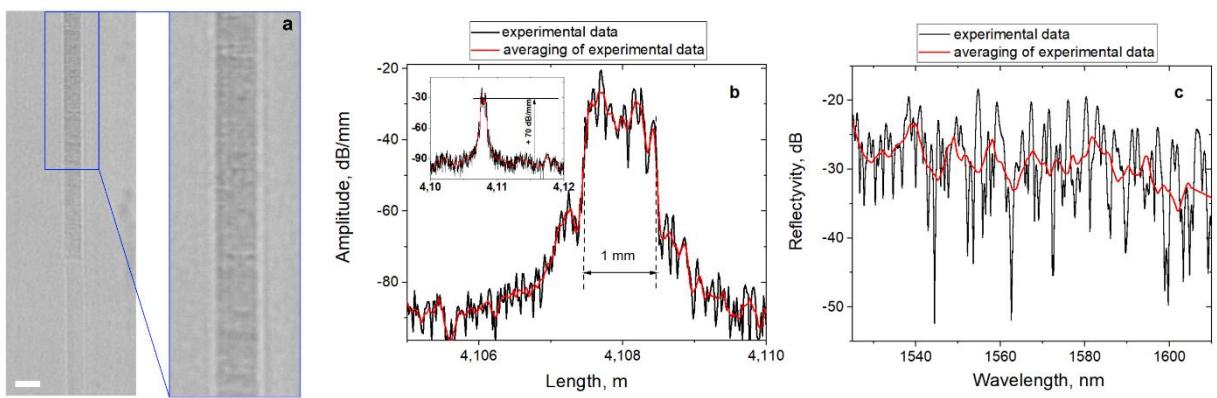


Рис. 3.1 Оптическое изображение (а), уровень обратного рассеяния (б) и спектр отражения в диапазоне 1525–1610 нм (с) короткой случайной структуры, записанной с помощью SLM.

В современной лазерной физике актуальна задача создания компактных одночастотных источников с ультраузкой шириной линии (<10 Гц) для применений в когерентной рефлектометрии (С-OTDR), LiDAR-системах и прецизионной спектроскопии. Стандартные волоконные лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры), формируемые брэгговскими решетками (ВБР) с фазовым сдвигом, обычно демонстрируют ширину линии на уровне 100 Гц для мгновенной ширины и ~ 1 кГц на временах ~ 100 мкsec. Для преодоления фундаментальных ограничений предложена конфигурация гибридного резонатора, реализующего режим само-инжекции. Резонатор состоит из ВБР с фазовым сдвигом, изготовленной в активном волокне, к которой была приварена описанная выше

короткая (1 мм) искусственная случайная структура с коэффициентом отражения -30 дБ через отрезок стандартного одномодового волокна (SMF-28) для формирования случайной распределенной обратной связи (CPOC) со случайными пиками по координате и спектру (см рис. 3.1).

Теоретическая модель, описывающая зависимость мгновенной ширины линии Δ гибридного лазера от параметров внешнего резонатора и мгновенной ширины линии РОС-лазера — Δ_{DFB} , имеет вид:

$$\Delta = \left(\frac{L_{DFB}}{T_2 \sqrt{R_{ARR} L_{eff}}} \right)^2 \Delta_{DFB} ,$$

где L_{DFB} - эффективная длина резонатора РОС-лазера T_2 - коэффициент пропускания правого зеркала резонатора РОС-лазера, R_{ARR} - коэффициент отражения случайной структуры, L_{eff} - эффективная длина внешнего резонатора (отрезка волокна). Такая схема позволяет одновременно максимизировать параметры R_{ARR} (за счет искусственной структуры) и L_{eff} , что теоретически предсказывает сужение линии на 3–5 порядка в зависимости от параметров резонатора. Общая экспериментальная схема лазера в гибридной конфигурации с измерительными стендами представлена на рис.3.2.

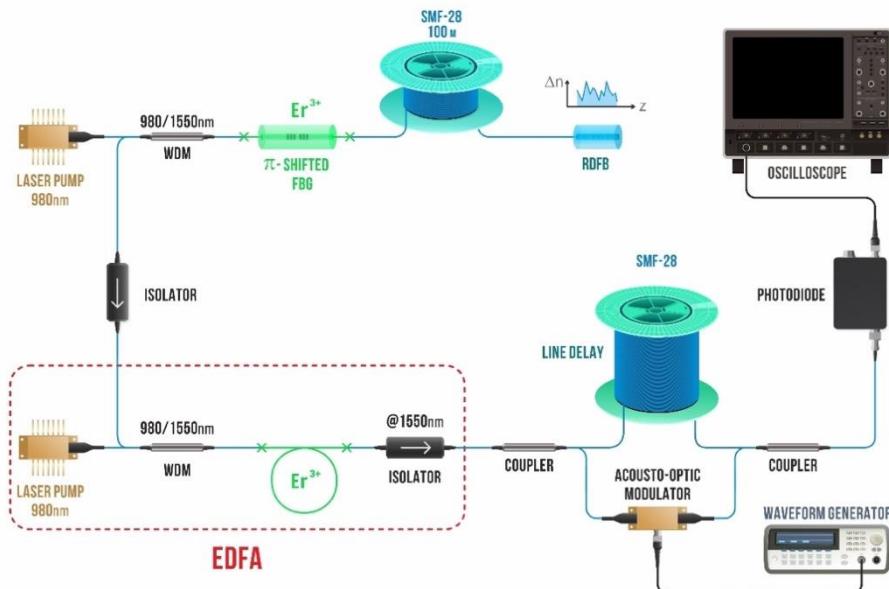


Рис.3.2. Экспериментальная схема гибридного РОС/СРОС лазера с измерительными приборами.

Эрбиевый РОС-лазер с физической длиной 4 см резонатора на основе ВБР с фазовым сдвигом накачивался полупроводниковым лазерным диодом с длиной волны 980 нм и выходной мощностью до 600 мВт через спектрально-селективный разветвитель (980/1550 нм). Комбинированная обратная связь обеспечивалась отрезком одномодового волокна SMF-28 длиной ~100 м и искусственным случайнм отражателем (RDBF/CPOC), описанным выше. Для увеличения мощности измеряемого сигнала в схему был добавлен волоконно-оптический усилитель (EDFA), а для подавления влияния обратных отражений от компонентов между лазером и усилителем был установлен оптический изолатор. Для более точного измерения ширины линии применялись методика самогетеродинная и метод, основанный на обработке временного сигнала биений. Излучение пропускалось через интерферометр Маха—Цендера с линией задержки 32 км и акустооптическим модулятором (АОМ), управляемым генератором сигналов Agilent 33250A на несущей частоте 80 МГц. Сигнал биений регистрировался фотодиодом Thorlabs DET08CFC. Для регистрации ширины линии на временах, соответствующих длине линии задержки (~ 100 мксек) сигнал

регистрировался с помощью осциллографа Tektronix DPO 71604C с функцией быстрого преобразования Фурье. Аналитическая обработка радиочастотного (РЧ) спектра биений показала, что долговременная ширина линии излучения уменьшилась с исходных 3 кГц до 4–5 Гц, рис.3.3а,б. Спектр РЧ биений продемонстрировал отсутствие классического профиля Фойгта и представлял собой последовательность пиков, модулированных огибающей, что свидетельствует о высокой степени когерентности (рис. 3.3б). Спектральная плотность мощности фазовых шумов для гибридного резонатора на частоте 10^4 Гц снизилась на два порядка по сравнению с конфигурацией РОС-лазера (рис.3.3 в).

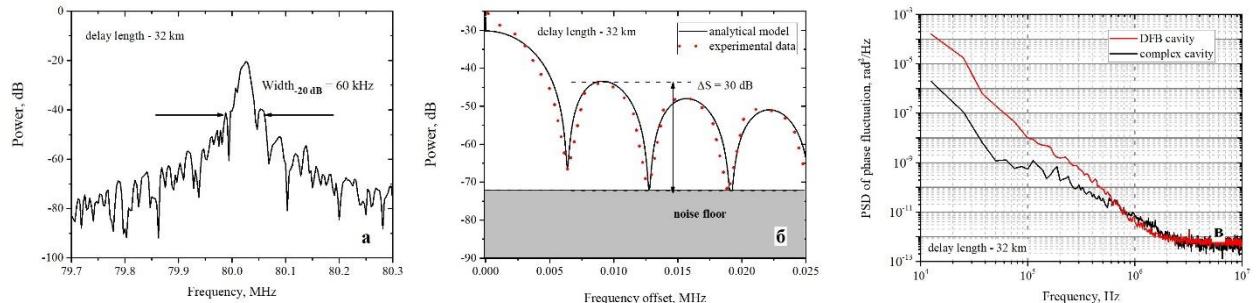


Рис.3.3 (а) РЧ-спектр биений РОС-лазера; (б) РЧ-спектр биений РОС-лазера в гибридной РОС/СРОС конфигурации (чёрная сплошная линия — аналитическая модель, красные точки — экспериментальные данные); (в) спектральная плотность мощности (PSD) фазовых флуктуаций для различных конфигураций (красная линия — резонатор РОС-лазера, чёрная линия — гибридный РОС/СРОС резонатор).

Подобные СРОС структуры можно также применить непосредственно в качестве выходного зеркала лазерного резонатора: два сегмента по 1 мм каждый достигают интегрального коэффициента отражения -25 дБ (0,3%), что может быть достаточно для сред с большим усилением. Лазер был реализован в кольцевой конфигурации с использованием двух каскадов волоконно-оптических усилителей на основе эрбийового волокна, накачиваемых диодами 976 нм (до 400 мВт), рис.3.4. Использование двух усилителей необходимо для компенсации потерь в резонаторе и преодоления высокого порога генерации, характерного для систем со слабой обратной связью. Спектральная селекция осуществлялась комбинацией СРОС-структуры и узкополосной волоконной брэгговской решетки (ВБР) с шириной спектра отражения 150 пм, которая выполняла функцию грубого фильтра, ограничивающего диапазон конкуренции мод. Однонаправленный режим генерации обеспечивался оптическим изолятором.

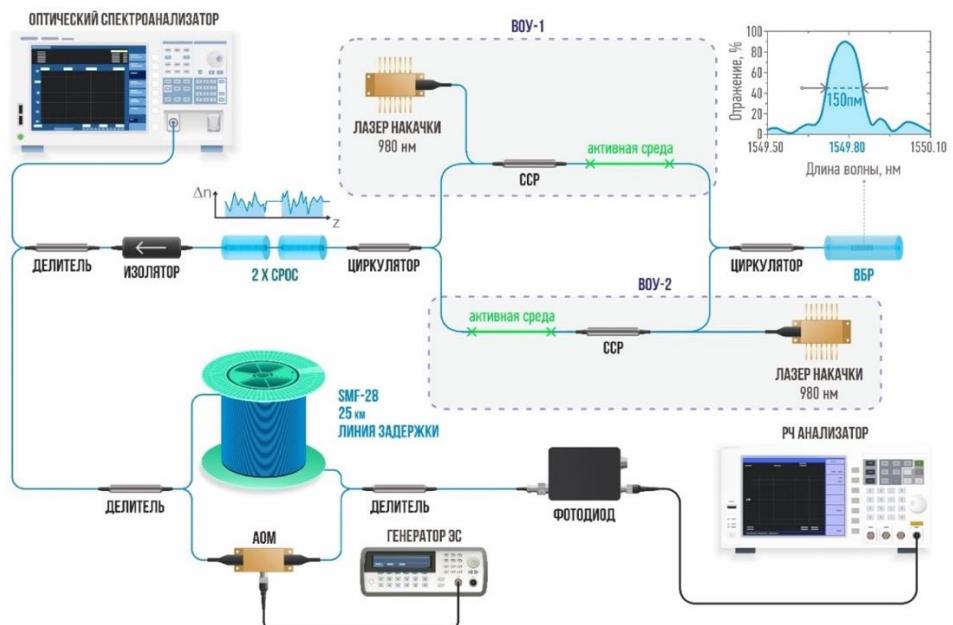


Рис.3.4. Экспериментальная схема кольцевого эрбийового лазера со СРОС-структурой.

Механизм реализации одночастотной генерации объясняется формированием сложной стационарной интерференционной картины при многократном проходе излучения через неупорядоченную структуру. Численное моделирование показало, что при большом числе обходов резонатора ($N > 100$) из множества стохастических пиков отражения выделяется доминирующая мода, получающая преимущественное усиление на фоне сужающегося эффективного контура усиления (рис.3.5). В эксперименте был достигнут стабильный одночастотный режим излучения. Порог генерации составил 73 мВт. При максимальной мощности накачки 350 мВт выходная мощность лазера достигла 10,1 мВт, что соответствует дифференциальной эффективности 3,6%, рис.3.6а. Для оптического спектра отношение сигнал/шум достигало 70 дБ, рис. 3.6б. Измерения ширины линии методом самогетеродинирования с линией задержки 25 км показали, что ширина спектра биений по уровню -20 дБ составляет 12 кГц, что при аппроксимации профилем Фойгта дает лоренцеву ширину линии генерации 0,6 кГц (рис.3.7а). Относительный шум интенсивности (RIN) составил -102 дБ/Гц на частоте релаксационных колебаний 130 кГц, рис.3.7б.

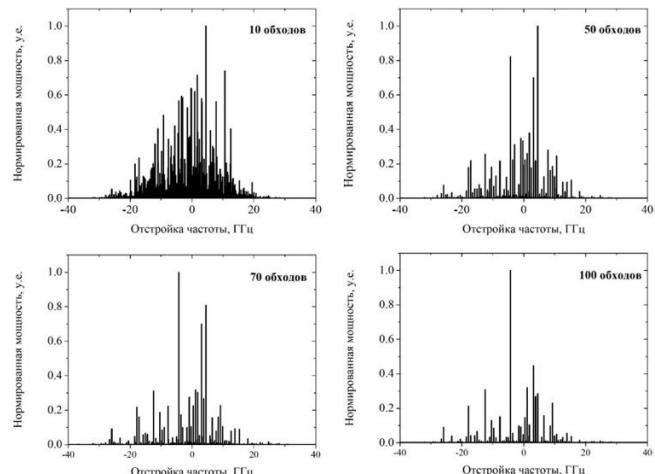


Рис.3.5. Эволюция интерференционной картины для кольцевого резонатора СРОС-лазера в зависимости от количества обходов.

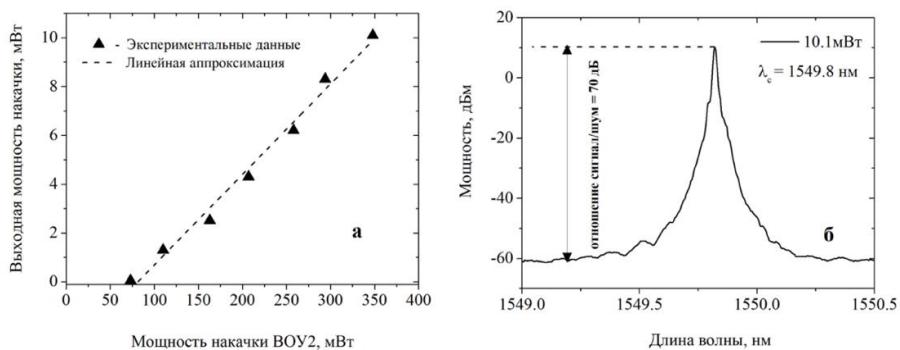


Рис.3.6. (а) Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки ВОУ 2; (б) спектр генерации лазера при максимальной выходной мощности

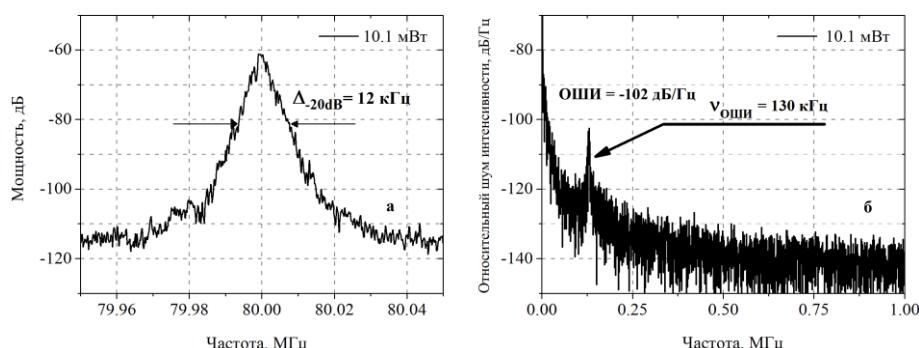


Рис.3.7. (а) Радиочастотный спектр биений, измеренный методом самогетеродинирования; (б) относительный шум интенсивности лазера при максимальной выходной мощности.

Таким образом, предложенный и реализованный СРОС-лазер по спектральным характеристикам сопоставим с эрбиевыми РОС-лазерами, а по мощности превосходит их на порядок. Благодаря этому, подобные излучатели перспективны для широкого круга приложений – от телекоммуникаций до научных исследований. При этом показано, что ультракороткие СРОС структуры, изготовленные фемтосекундной методикой, можно интегрировать в лазерную схему в качестве выходного зеркала резонатора.

Также были продолжены и закончены исследования схемы одночастотного волоконного лазера с применением СРОС-структур в конфигурации полуоткрытого (линейного) резонатора (по аналогии со схемой рис.3.2) на основе узкополосной ВБР и выходной СРОС-структуре, во внутрь которого вместо относительно длинного одномодового волокна введён короткий отрезок (10 м) двухсердцевинного МСС. За счёт интерференционно-резонансных эффектов при сильной связи между сердцевинами при намотке на катушку МСС приобретает выраженные фильтрующие свойства и тем самым способствует устойчивой одночастотной генерации. Искусственный отражатель представлял собой случайную структуру ПП с интегральным коэффициентом отражения 0,012%; его спектр является широкополосным набором узких пиков/провалов с характерной шириной <40 пм. Двухсердцевинный МСС наматывался на катушку диаметром 9 см; при этом длина биений на длине волны 1,55 мкм не превышала 10 см, что также приводит к модуляции ~ 10 дБ спектра пропускания с характерными периодами <1 нм и шириной пиков <100 пм, что и обеспечивает дополнительную фильтрацию. Пороговая мощность накачки в такой схеме составила 150 мВт (определяется потерями на сварках между двухсердцевинным и активным волокнами). Одночастотный режим генерации был реализован вплоть до выходной мощности 4,4 мВт (дифференциальная эффективность $\sim 3,3\%$) при отношении сигнал/шум около 60 дБ, тогда как с обычным SMF в таком коротком резонаторе одночастотного режима при этой мощности не наблюдалось. При дальнейшем увеличении мощности до 5-10 мВт в радиочастотном спектре появляется пик биений продольных мод на частоте 90 МГц, что соответствует появлению нескольких продольных мод. В результате показано, что включение относительно короткого (10 м) двух-сердцевинного световода в полуоткрытый резонатор на основе ВБР и искусственного рэлеевского отражателя обеспечивает дополнительную спектральную селекцию и позволяет реализовать одночастотную генерацию на уровне мощности 5 мВт при килогерцевой ширине линии.

Данные методы сужения линии могут быть применены и для иттербийевых РОС и СРОС одночастотных лазеров, однако для них ширина линии всегда значительно больше, чем для эрбиевых. При этом достижимые уровни значительно выше как для осцилляторов, так и в схемах с усилением одночастотного сигнала. В отчетном периоде в соответствии с планом исследовалась возможность усиления одночастотного излучения в активном ММС тейпера с градиентным (GRIN) профилем ПП до уровня мощности >10 Вт.

Эксперимент заключался в усилении одночастотного излучения иттербийового волоконного РОС-лазера в многомодовом иттербийовом GRIN-волокне с конической (тейперированной) продольной геометрией изменения диаметра сердцевины. РОС-лазер реализован в одномодовом Yb волокне с сохранением поляризации, его максимальная выходная мощность составила 15 мВт на длине волны 1064 нм. Выход задающего осциллятора соединен узким концом тейперированного усилителя через объединитель накачки (2+1)х1 (см. рис. 3.8). Тейперированный ММС представлял собой волновод с двойной оболочкой длиной 10 м с квадратным сечением и многомодовой круглой сердцевиной с градиентным профилем показателя преломления. Длина ребер в поперечном сечении узкого конца составляла 100 мкм, диаметр сердцевины ~ 33 мкм, а на широком конце они увеличивались до 150 и 50 мкм соответственно (см. фото на рис. 3.8). С помощью объединителя накачки и коллимирующей линзы L излучение накачки заводилось в усилитель с обоих концов от двух многомодовых лазерных диодов (ЛД), пигтейлированных волокном 105/125 мкм ($NA=0.22$), с длиной волны излучения 976 нм. Выходной торец

усилителя был сколот под углом $\sim 10^\circ$ для уменьшения френелевского отражения. Усиленный пучок выводился для характеристики с помощью дихроичных зеркал M1-3 и интерференционного фильтра (IF).

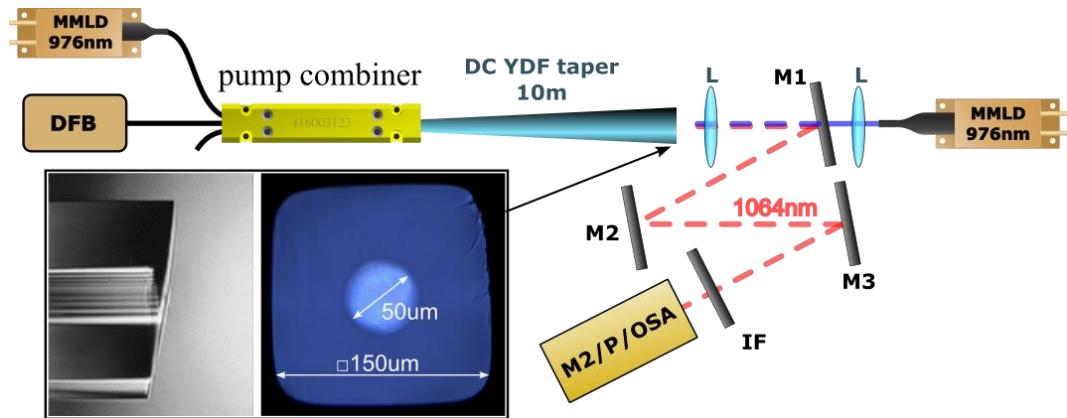


Рис. 3.8. Схема тейпированного MMC усилителя: DFB – одночастотный волоконный РОС-лазер; MMLD – многомодовые лазерные диоды на 976 нм; DC YDF – иттербийевое волокно с двойной оболочкой; L – коллимирующие линзы; M1-M3 – дихроичные зеркала; IF – интерференционный фильтр; P/OSA/M2 – измеритель мощности/оптический анализатор спектра/анализатора качества пучка. Вставка: микроскопическое изображение выходного торца DC YDF.

Достигнутая выходная мощность усиленного сигнала составила 20.2 Вт при 50 Вт встречной накачки и 15 Вт прямой накачки. Поскольку усилитель имел сердцевину, поддерживающий много поперечных мод, интересно проследить, как профиль выходного пучка и его параметр качества M^2 изменяются с ростом мощности сигнала. Измеренный профиль выходного пучка имеет яркое центральное пятно и более слабое гало, повторяющее поперечное сечение сердцевины, с относительными интенсивностями, зависящими от мощности, см. Рис. 3.9. Соответствующий параметр качества пучка M^2 рассчитывается из расходимости пучка (измеренной на уровне интенсивности $1/e^2$). При измерениях нами сначала увеличивалась мощность встречной накачки ЛД с широкого конца (выходной сигнал 0-15 Вт при мощности накачки 0-50 Вт), а затем добавляли прямую накачку ЛД с узкого конца (выходной сигнал 15-20 Вт с дополнительной накачкой 0-15 Вт). При этом при встречной накачке параметр качества пучка улучшается с ~ 10 до ~ 4 , тогда как добавление прямой накачки приводит к дальнейшей чистке пучка до $M^2 < 1.5$. Измерение расходимости пучка и его профиль в перетяжке приведены на рис. 3.10.

Полученные результаты, представленные на рис. 3.9, 3.10 показывают похожее поведение качества выходного пучка, как для субнаносекундных киловаттных импульсов в аналогичном тейпированном усилителе с встречной накачкой: оно значительно улучшается (с начального $M^2=8.4$) с увеличением усиления и, как следствие, выходной мощности до ~ 10 Вт и насыщается на уровне $M^2 \sim 4$ при дальнейшем увеличении мощности. Однако чистка пучка и его насыщение для усиленного непрерывного одночастотного излучения происходит при мощности сигнала примерно на 3 порядка ниже (10-15 Вт) по сравнению с импульсами, что не описывается стандартной моделью эффекта самочистки. Более того, когда мы добавляем прямую накачку ЛД, мощность выходного сигнала увеличивается до 20 Вт, а качество его пучка улучшается до уровня $M^2 < 1.5$, что соответствует близкому к дифракционно-ограниченному пучку. Хотя некоторый шумовой спекл-фон виден при самой высокой мощности, основная часть мощности сохраняется в ярком центральном пятне. При этом ширина линии сигнала, измеренная как оптическим анализатором спектра, так и методом самогетеродинирования, сохраняется в пределах исходного значения (около 30 кГц). Также проводились измерения модового состава и динамики выходного пучка методом модовой декомпозиции в реальном времени, описанные выше в п.1.1, которые подтвердили основной вклад фундаментальной моды, его рост и повышение стабильности с увеличением выходной мощности.

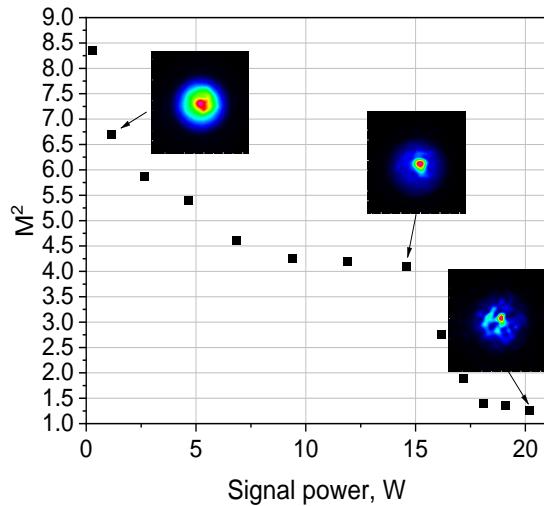


Рис. 3.9. Измеренный параметр качества пучка M^2 как функция мощности выходного сигнала от 0 до ~ 15 Вт при увеличении обратной накачки ЛД и мощности сигнала от ~ 15 до ~ 20 Вт при добавлении прямой накачки ЛД.

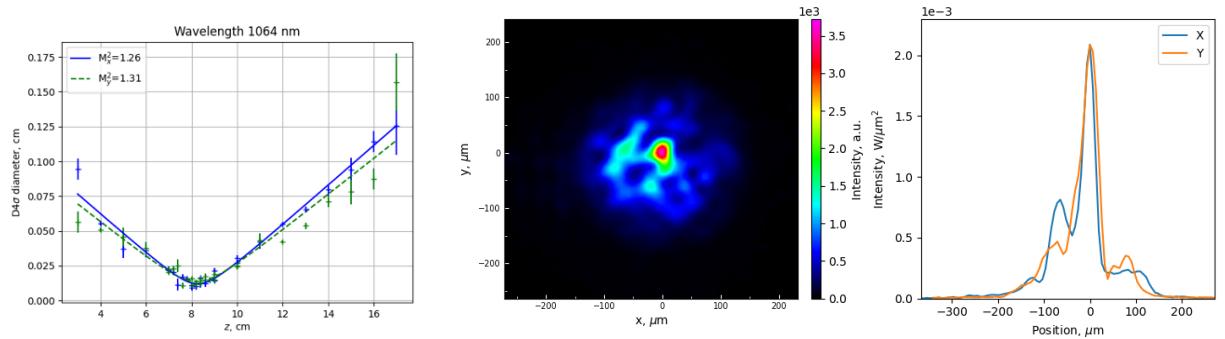


Рис 3.10. Измерения диаметра и M^2 пучка при 20 Вт мощности сигнала (слева), пучок в перетяжке (справа).

Также нами исследовалась возможность усиления узкополосного излучения 7-сердцевинного иттербиевого волоконного лазера со связанными сердцевинами. Схема эксперимента представлена на рис. 3.11. Излучение 7-сердцевинного лазера мощностью ~ 2 Вт заводилась системой линз в узкий конец тейперированного MMC усилителя. Накачка усилителя осуществлялась с широкого конца многомодовым лазерным диодом с длиной волны генерации 976 нм.

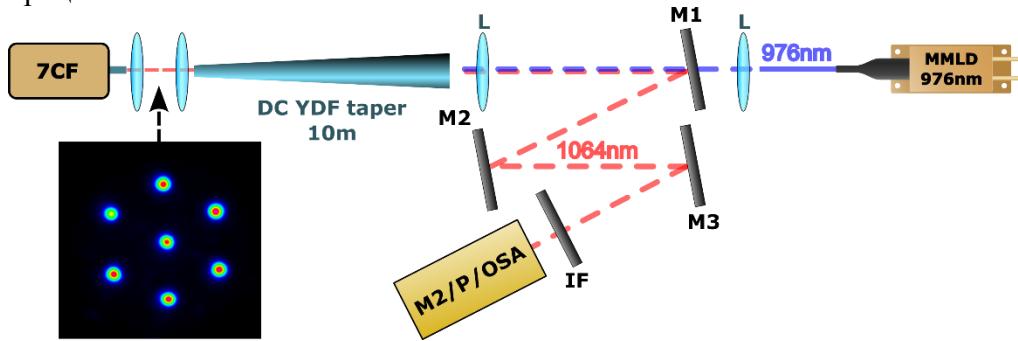


Рис. 3.11. Схема усиления 7 сердцевинного лазера тейперированным многомодовым усилителем.

На рис. 3.12а приведена зависимость выходной мощности усиленного сигнала от мощности накачки. Максимальная мощность составила около 25 Вт при мощности накачки ~ 50 Вт. Спектр выходного сигнала соответствует узкому спектру 7-сердцевинного лазера с оптически связанными сердцевинами в режиме коллапса, описанном выше в п.1.2 (рис. 3.12б). На рис. 3.13 представлены выходные пучки сигнала в ближней зоне в плоскости торца волокна. Выходная мощность 240 мВт соответствует проходящему сигналу при отсутствии накачки усилителя. В этом случае легированная иттербием сердцевина

поглощает сигнал и наблюдается провал в профиле интенсивности. С ростом накачки происходит выравнивание интенсивности и при 18.5 Вт выходной мощности наблюдается куполообразный профиль. Исходные индивидуальные интенсивности с выхода 7 сердцевинного лазера перемешиваются в тейперированном волокне и возбуждают высшие поперечные моды. Качество пучка, измерено по уровню $1/e^2$ при максимальной мощности выходного сигнала составило $M^2 \sim 20$. Это свидетельствует о том, что для наблюдения эффекта чистки пучка в тейперированном ММС усилителе важен одночастотный режим и заведение пучка в приосевую область, что не выполняется в случае задающего МСС лазера. Однако полученная достаточно большая мощность и эффективность усиления с относительно неплохим колоколообразным профилем суммарного пучка, получаемого из 7 пучков МСС лазера, может использоваться для применений, где нужна высокая мощность излучения.

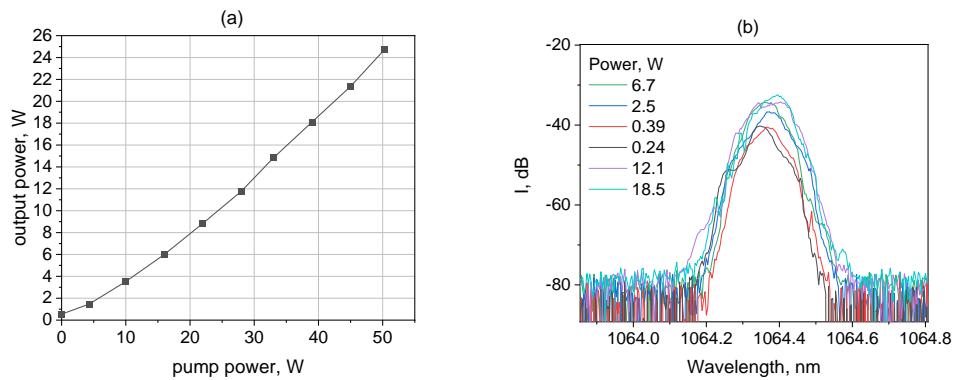


Рис. 3.12. Измеренная выходная мощность усиленного сигнала в зависимости от входной мощности накачки (а) и оптические спектры сигнала (б).

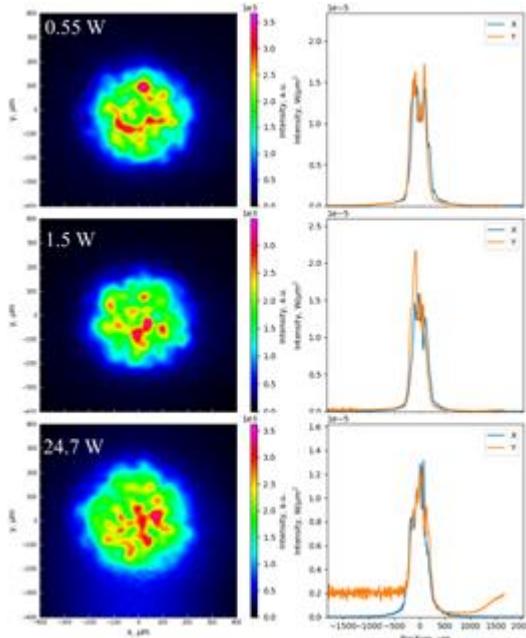


Рис. 3.13. профиль пучка интенсивности усиленного сигнала от его мощности.

Таким образом, реализованы источники узкополосного и одночастотного излучения на основе ВБР со сдвигом фазы (РОС-лазер) и случайных волоконных структур (СРОС) и их комбинации, в т.ч. с использованием МСС, исследованы их характеристики и возможности усиления мощности в тейперированных активных ММС до мощностей на уровне 20-25 Вт. Обнаружен эффект самочистки выходного пучка с ростом выходной мощности с улучшением параметра качества M^2 с ~ 10 до $< 1,5$ (близкого к дифракционно ограниченному) при мощности ~ 20 Вт (что на 3 порядка меньше, чем уровень мощности при самочистке коротко-импульсных пучков). Причем эффект наблюдается для

одночастотного излучения РОС-лазера с заведением пучка в приосевую область на входе и не наблюдается при усилении пучка МСС лазера с узким спектром, что требует дальнейшего исследования, в первую очередь, теоретического.

4. Исследование ВКР лазеров на основе MMC с напыленным торцевым зеркалом сложной формы и широким спектром для селекции мод и расширения перестройки частоты генерации лазера. Исследования возможности модуляции добротности ВКР лазера за счет модуляции перестройки ВБР, а также внутрирезонаторной генерации второй гармоники.

Сначала проводилось исследование возможностей расширения области перестройки частоты генерации с напыленным широкополосным торцевым зеркалом круглой формы на основе результатов предыдущего этапа работ. Схема лазера представлена на рис. 4.1. Для накачки использовались многомодовые лазерные диоды (ЛД) с длиной волны генерации 936 нм. Излучение накачки заводилось с помощью объединителя 3x1 в пассивный GRIN MMC (Draka 100/140 мкм, NA = 0.29). Общая длина резонатора составляла ~1 км и состояла из перестраиваемой входной ВБР ($R>90\%$ в максимуме отражения вблизи 972 нм) и выходного тонкопленочного торцевого зеркала с широкополосным коэффициентом отражения ($R\sim20\%$ для основной моды).

Ключевым элементом перестраиваемого лазера является перестраиваемая ВБР (пВБР), записанная в том же GRIN волокне (Draka 100/140). Центральная длина волны ВБР перестраивалась путем ее растяжения в зажимах, представляющих собой алюминиевые фланцы с U-образным профилем. Оптическое волокно было очищено от защитного полимерного покрытия вблизи ВБР таким образом, чтобы защищенные и не защищенные участки волокна попадали в пазы фланцев одновременно. Это было необходимо для предотвращения проскальзывания волокна после приклейивания. Волокно было закреплено в двух фланцах, расположенных на расстоянии 25 мм друг от друга, слегка натянуто и склеено эпоксидным клеем. Зажимы приводились в движение шаговым двигателем с редуктором, обеспечивающим 1500 шагов на оборот в шаговом режиме, а усилие передавалось через микровинт с шагом 250 мкм. Таким образом, длина волны ВБР могла регулироваться за счет геометрического удлинения примерно на 5–7 мкм/шаг. При этом, для минимизации влияния нагрева при высокой оптической мощности, зажимы и ВБР были полностью погружены в охлаждающую жидкость (дистиллированную воду).

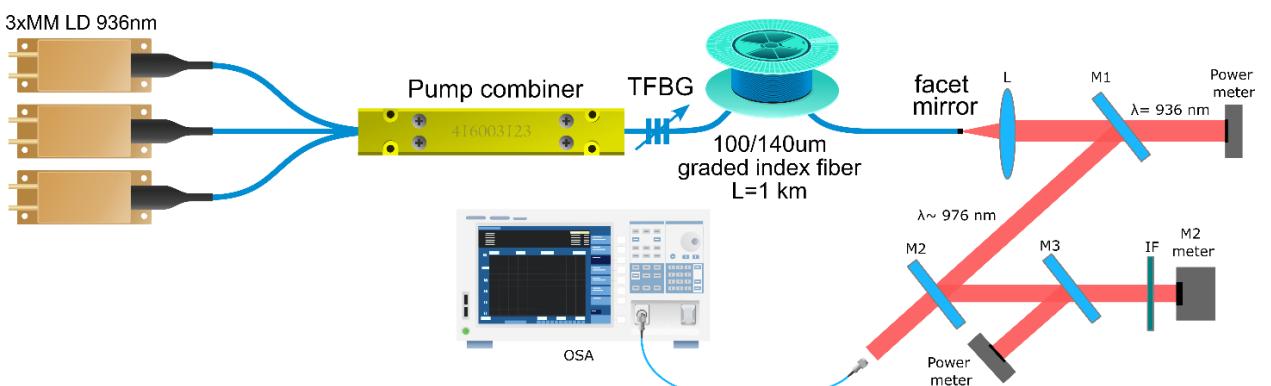


Рис. 4.1. Перестраиваемый резонатор RFL и схема характеристизации: LD – многомодовый лазерный диод; TFBG – перестраиваемая волоконная сильно-отражающая брэгговская решетка; L – коллимирующая линза; M1, M2, M3 – дихроичные зеркала; IF – интерференционный фильтр; OSA – оптический анализатор спектра; измерители мощности и измеритель M2 обозначены черными прямоугольниками.

На рис. 4.2 представлены типичные спектры отражения пВБР, измеренные при её растяжении. Диапазон перестройки составил ~7 нм. Помимо основного пика (соответствующего основной моде), спектры отражения содержат модуляцию и пики, соответствующие ближайшим группам мод более высокого порядка, для которых отстройка от основного пика увеличивается с растяжением пВБР.

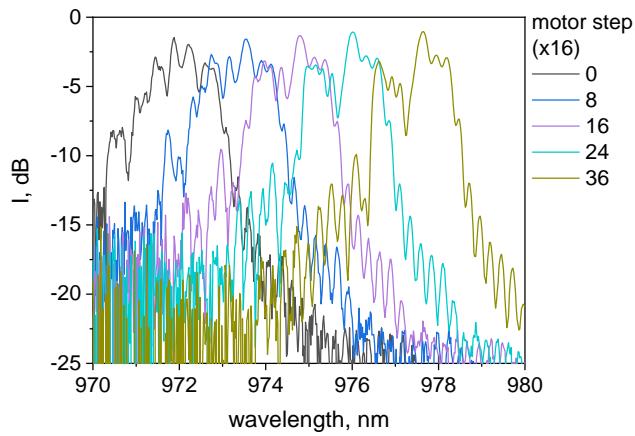


Рис. 4.2. Спектры отражения пВБР при различных растяжениях.

Исследуемый лазер с нерастянутой ВБР имел порог генерации 112 Вт, а максимум линия генерации соответствует максимуму отражения нерастянутой ВБР. При входной мощности накачки 139 Вт мощность сигнала увеличилась до 3 Вт, после чего были исследованы характеристики лазера при заданном уровне мощности накачки. При растяжении ВБР длина волны смещается в длинноволновую область спектра, и максимально достигнутая длина волны достигла 979.1 нм (рис. 4.3а). Таким образом, диапазон перестройки длины волны генерации составил ~ 7 нм, выше которого решетка обрывалась. Относительно небольшой предел растяжения по сравнению со стандартными телекоммуникационными волокнами может быть связан как с особенностями самого волокна (составом стеклянной матрицы и т.д.), так и с дефектами, вносимыми в процессе эксплуатации волоконно-оптической линии (зачистка перед записью ВБР, приклейка к узлу растяжения и т.д.). Поскольку ширина профиля спектра отражения ВБР достаточно велика, а выходное зеркало не осуществляет спектральную селекцию генерации, выходной спектр не такой узкий, как у ВБР с выходной ВБР, записанной фс-импульсами, и имеет многопиковую структуру.

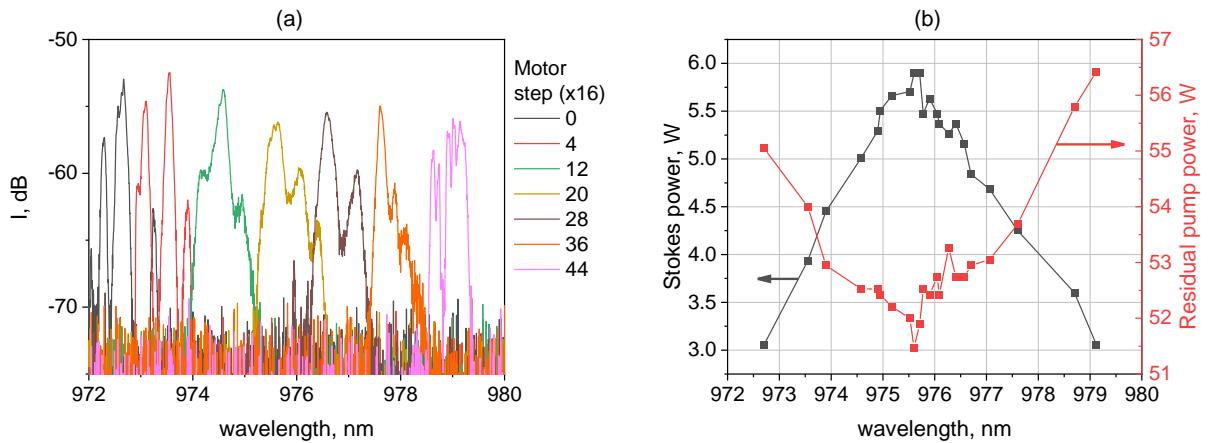


Рис. 4.3. Спектры генерации лазера (а) и выходная мощность (б) в зависимости от длины волны генерации.

На рис. 4.3б показана зависимость выходной мощности стоксова пучка ВКР и непреобразованной накачки от длины волны генерации. Видно, что при растяжении ВБР мощность генерации сначала увеличивается от 3 до ~ 6 Вт, а затем начинает снижаться. Максимальная выходная мощность достигается на длине волны ~ 976 нм, что соответствует максимальному коэффициенту усиления комбинационного рассеяния в ММ GRIN волокне, расположенному на длине волны 440 см $^{-1}$ от длины волны накачки. Зависимость прошедшей накачки демонстрирует обратную динамику, а максимальное истощение накачки соответствует пику максимума выходного сигнала. Параметры качества пучка, рассчитанные из расходимости пучка (по $d4\sigma$), также были измерены при различных

отстройках длины волны, которые показаны на рис. 4.4. Как видно, параметр качества пучка M^2 существенно не изменяется при перестройке ВБР и остается в пределах $M^2=2.4-2.8$ во всем спектральном диапазоне. Таким образом, деформация, возникающая в результате растяжения ВБР, не оказывает существенного влияния на чистку стоксова пучка и его форму.

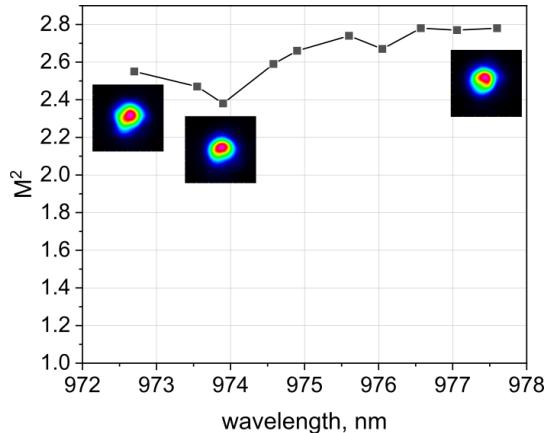


Рис. 4.4. Параметр качества выходного пучка M^2 и формы пучка в ближнем поле (на вставках) при различных длинах волн генерации.

В той же схеме (рис.4.1), но без перестройки ВБР, исследовалась возможность изготовления и применения торцевых зеркал более сложной формы.

Разработка микроотражателя на торце многомодового волокна 100/140 мкм более сложной формы, чем круговая, производилось следующим методом. На первой стадии делался расчет в среде COMSOL собственных мод рассматриваемого многомодового волокна. Затем приблизительно выбиралась форма отражателя, чтобы селектировать определенную группу мод. Очевидно, что для селекции ближайших высших мод (две поляризации которой в определенном соотношении формируют кольцевую интенсивность) необходим отражатель в форме кольца. Однако, необходимо было оптимизировать форму данного кольца с точки зрения максимизации коэффициента отражения для выбранных мод и минимизации для остальных мод (в том числе и для основной).

Результаты расчета степени подавления представлены на рисунке (рис. 4.5) для случая без и с просветляющим покрытием. Просветляющее покрытие представляет собой двойной слой TiO_2 , SiO_2 , с толщинами, подобранными так, чтобы повысить пропускание (уменьшить отражение) на целевой длине волны (около 980 нм).

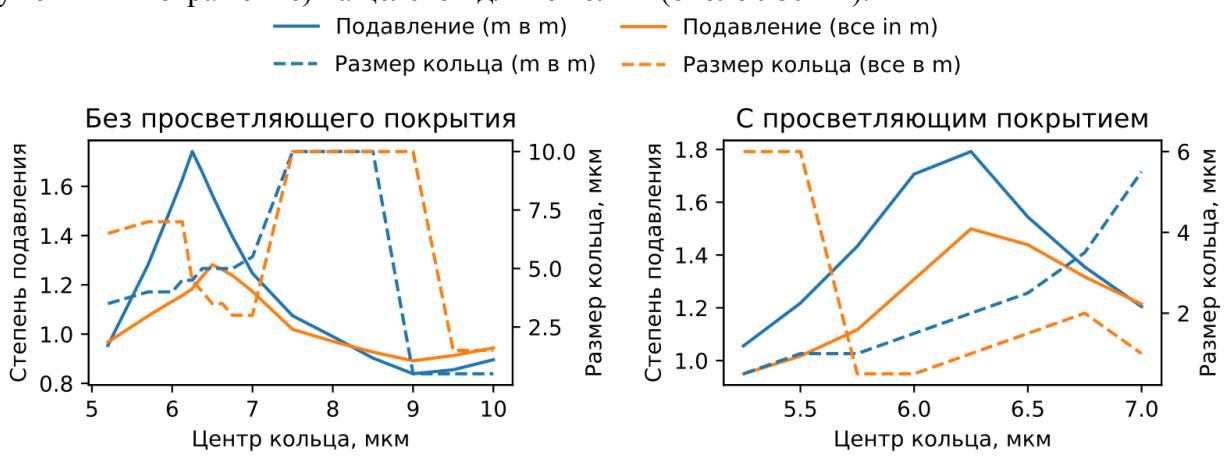


Рисунок 4.5. Результаты расчета отношения подавления.

Подавление рассчитывалось, как отношение коэффициента отражения целевой моды к отражению других мод, либо с учетом добавки к отражению частично рассеянного излучения из всех в данную моду. Из рисунка следует, что оптимальный средний радиус кольца без просветляющего покрытия соответствует примерно 6.25 мкм (максимум

сплошной линии), при ширине кольца 4-5 мкм (штриховая линия). Как видно, соответствующие параметры для варианта с просветляющим покрытием отличаются незначительно, поэтому было решено изготовить менее технически трудоемкий вариант без просветляющего покрытия. Реализацию варианта с просветлением затрудняет, во-первых, необходимость точного напыления двухслойного покрытия отличного от чертволнового, а во-вторых, ограничение на разрешение пятна лазерного фс-излучения, диаметр которого в нашем случае составлял около 4 мкм.

Эксперименты по формированию торцевого зеркала сложной формы и широким спектром отражения осуществлялись в несколько этапов: закрепление на термоотверждаемый клей (канадский бальзам) многомодовых волокон с диаметром сердцевины 100 мкм в волоконных втулках, полировка торцов нескольких ферул до оптического качества (0.02 нм), закрепление втулок в специальном фиксаторе, покрытие их на центрифуге слоем (1 мкм) негативного фоторезиста, экспонирование фоторезиста фемтосекундным лазером, процесс проявки, напыление слоя TiO₂ с 20-25% коэффициентом отражения. Изготавливались образцы без просветляющего покрытия. Этап фемтосекундной обработки проводился на установке, представленной на рис. 4.6.

Формирование торцевого зеркала сложной формы производилось по технологии прямой лазерной двух-фотонной полимеризации посредством воздействия фс лазерного излучения на слой резиста по круговой траектории, соответствующей геометрии торцевого зеркала. Основные экспериментальные параметры были следующими: длины волны лазерного излучения - 513 нм, длительность импульсов - 230 фс, частота следования импульсов - 200 кГц, энергия импульсов - 300 пДж, скорость сканирования - 10 мкм/с. Фокусировка излучения осуществлялась с помощью 20x микроскопного объектива Mitutoyo (PLAN APO). По системе визуализации записи, состоящей из камеры и подсветки, осуществлялось выставление центра кольцевой структуры относительно центра сердцевины волокна с точностью ≈ 1 мкм. Во избежание неконтролируемой паразитной засветки фоторезиста внешним источниками света все эксперименты проводились в темных помещениях.

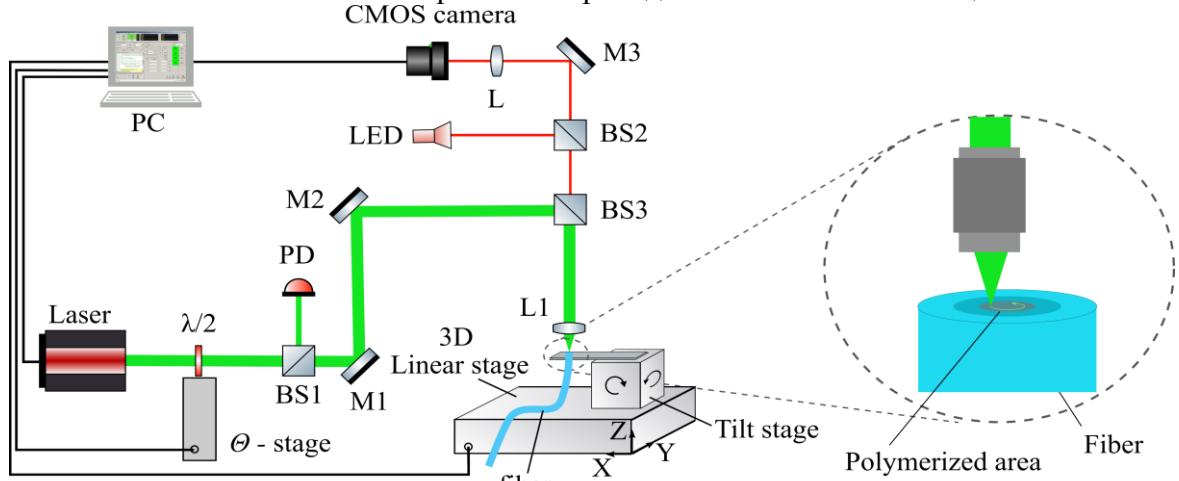


Рис. 4.6 Схема экспериментальной установки для формирования торцевого зеркала сложной формы по технологии прямой лазерной двух-фотонной полимеризации.

После проявки экспонированного слоя фоторезиста, выполнялось напыление слоя TiO₂ с коэффициентом отражения 20-25%. На рис. 4.7 представлено изображение изготовленного образца с внутренним диаметром кольца ≈ 7 мкм, внешним диаметром ≈ 17 мкм и шириной кольца ≈ 4.5 мкм. Отдельные белые области в оболочке волокна соответствуют «пристрелочным» воздействиям лазерного излучения, которые не влияют на генерацию лазера, поскольку расположены в оболочке. На рисунке показан торец зеркала, немного углубленного в волоконную втулку, поэтому края ферулы размыты. Как следует из вида пристрелочных пятен на оболочке волокна, характерный размер пятна модификации ФС-лазера в данном случае составляет эллипс с осями 4.5x5.3 мкм. Поэтому внутренний диаметр кольца имеет немного эллиптическую форму с осями 6.6x7.6 мкм.

Внешний диаметр зеркала имеет размеры почти круглые 16.5x17 мкм. Ширина кольца составляет около 4.5 мкм. Это близко к расчетному максимуму.

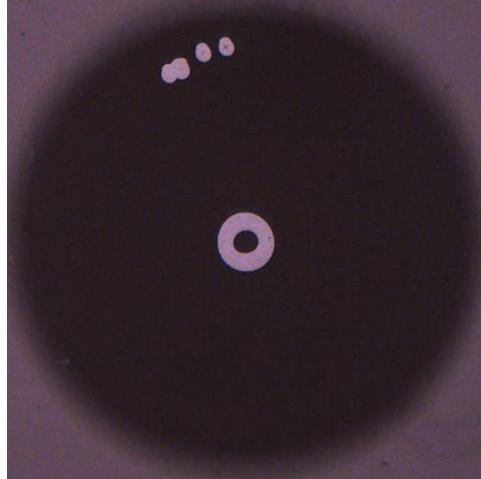


Рис. 4.7 Оптическое изображение (в отраженном свете) торцевого зеркала сложной формы, сформированное по технологии прямой лазерной двух-фотонной полимеризации.

Далее зеркало проверялось в схеме GRIN MMC ВКР-лазера (рис.4.1), Выходная мощность и спектры генерации стоксова излучения ВКР лазера с торцевым кольцевым зеркалом сложной формы приведены на рис. 4.8а,б. Порог генерации составил 115 Вт, а максимальная мощность генерации достигала 18.5 Вт при мощности накачки 158 Вт. В спектре наблюдается как линия генерации фундаментальной моды (977нм), так и серия пиков в коротковолновой области, соответствующих поперечным модам более высокого порядка.

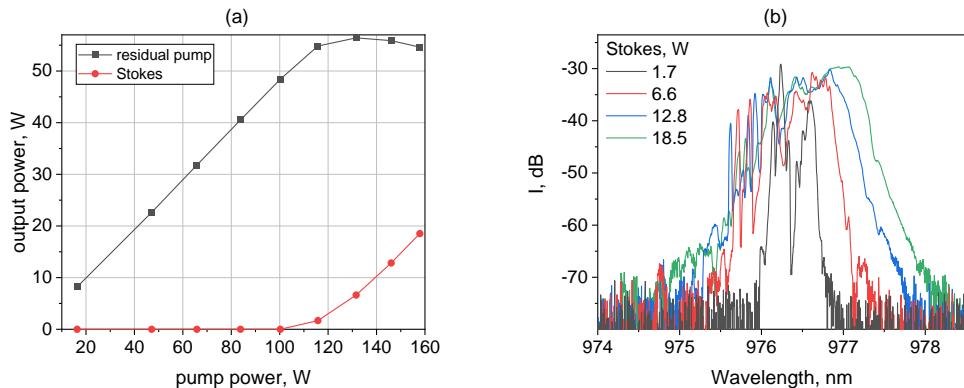


Рис. 4.8. Измеренная выходная мощность стоксовой волны ВКР и непреобразованной накачки в зависимости от входной мощности накачки (а) и оптические спектры Стокса ВКР (б)

На рис. 4.9 показаны профили интенсивности, измеренные в плоскости торца волокна с кольцевым тонкопленочным зеркалом прошедшего спонтанного излучения диода накачки до порога ВКР (а) и интенсивности стоксова пучка ВКР мощностью 18.5 Вт (б). Измеренный таким образом пучок накачки представляет собой почти параболический профиль с диаметром, соответствующим сердцевине GRIN волокна, в центре которого видна область зеркала и соответствующий ей провал на ~20% в профиле интенсивности.

С увеличением выходной мощности параметр качества пучка ухудшается с 3.8 при 1.7 Вт выходного сигнала до 4.5 при 18.5 Вт (рис.4.10). Видно, что при такой конфигурации зеркала фундаментальная мода подавляется недостаточно и присутствует в генерации, хотя и виден некоторый провал в центральной области (рис.4.9) в соответствии с кольцевой структурой зеркала.

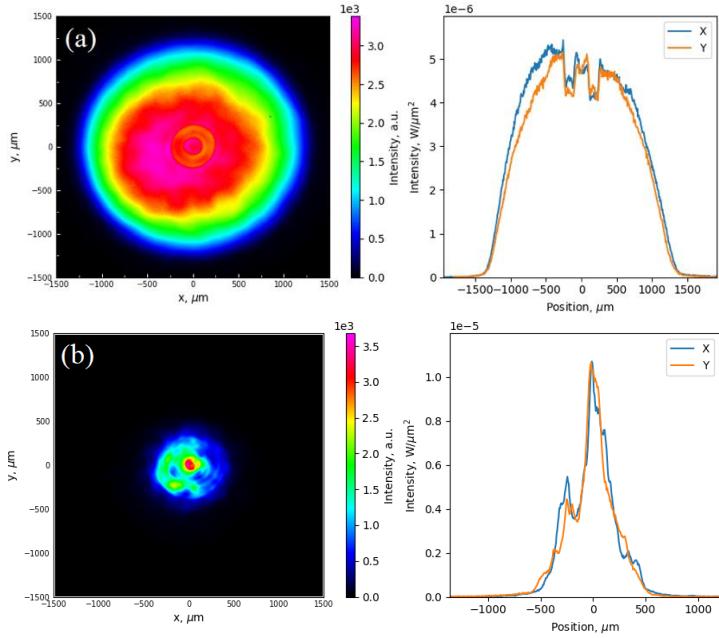


Рис. 4.9. Профили пучков на выходе лазера при засветке спонтанным излучением ЛД (а) и при генерации стокса ВКР мощность 18.5 Вт (б).

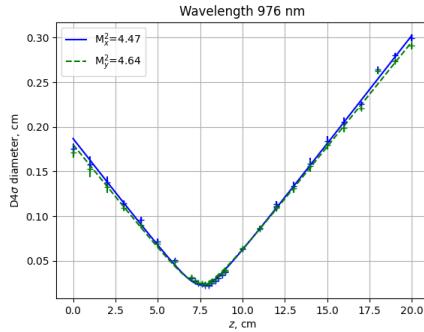


Рис. 4.10. Измеренный параметр качества пучка M^2 при мощности выходного сигнала 18.5 Вт.

Таким образом, с помощью программного обеспечения COMSOL проведено моделирование коэффициента отражения кольцевого зеркала на торце волокна. В результате определены оптимальные размеры кольца для получения максимального отражения в заданную моду. Вычисления проведены для случая с просветляющим покрытием и без него. Оптимальный средний радиус кольца без просветляющего покрытия соответствует примерно 6.25 мкм, при ширине кольца 4 - 5 мкм. Методом фотолитографии в позитивном фоторезисте на торце волокна 100/140 мкм изготовлен отражатель в форме кольца с размерами внутреннего диаметра кольца - 7 мкм, внешнего - 17 мкм, что соответствует расчетным значениям с точностью до 1 мкм. Проведена проверка данного отражателя на торце GRIN MMC в качестве выходного зеркала ВКР-лазера, продемонстрировавшая достаточно высокую мощность многомодового пучка с формой близкой к кольцевой, но недостаточным подавлением фундаментальной моды, что требует дальнейшей оптимизации.

В качестве следующего шага, базовая схема резонатора исследуемого волоконного ВКР-лазера на основе GRIN MMC была модернизирована для получения импульсного режима (рис. 4.11). Линейный резонатор был образован двумя ВБР: с высоким коэффициентом отражения ($R \sim 90\%$), записанной непрерывным УФ-лазером, и низким коэффициентом отражения ($R \sim 10\%$), записанной фемтосекундными лазерными импульсами в приосевой области волокна. Как и круглое торцевое зеркало в приосевой области, выходная ВБР подавляет генерацию поперечных мод высшего порядка, поскольку доминирующая обратная связь осуществляется для фундаментальной моды. Соответствующие спектры широкополосной ВБР с высоким коэффициентом отражения и ВБР, записанной фс-

импульсами, с основным узким пиком, соответствующим основной моде, показаны на рис. 4.12. Особенностью исследуемого лазера является то, что выходная ВБР выполнена перестраиваемой (пВБР). Для этого она присоединена к пьезопозиционеру, который растягивает ВБР и, таким образом, сдвигает её длину волны отражения. Мы использовали нанопозиционер P-611.3 NanoCube с максимальным осевым смещением 120 мкм, точностью 0.2 нм и резонансной частотой 220 Гц (без нагрузки). На пьезопозиционер подавался синусоидальный электрический сигнал частотой 20–180 Гц и амплитудой 40 В, что соответствует максимальному смещению спектра отражения ВБР примерно на 1 нм за счёт растяжения.

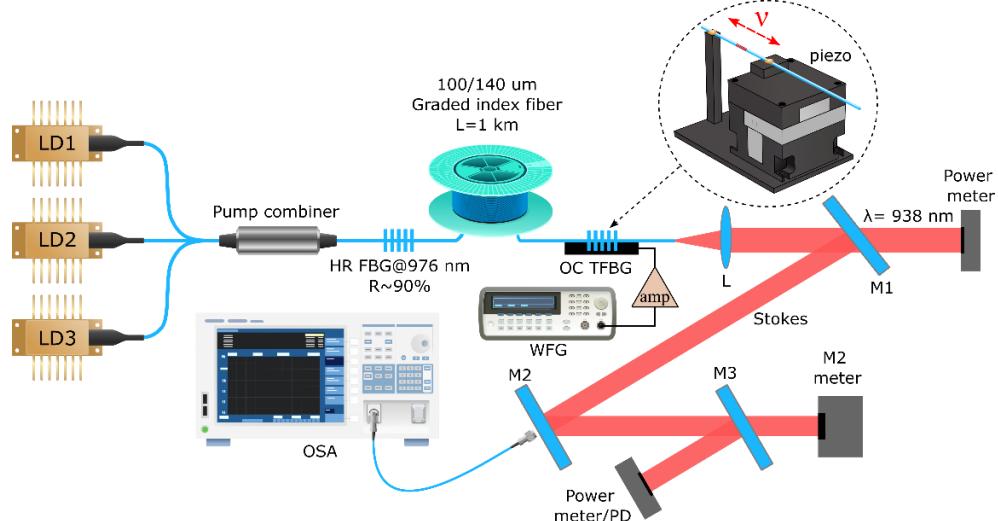


Рис. 4.11. Схема импульсного многомодового ВКР-волоконного лазера: LD1-LD3 – многомодовые лазерные диоды; FBG – высокоотражающая ВБР, записанная непрерывным УФ-излучением; ОС FBG – выходной ответвитель, перестраиваемая ВБР, записанная фемтосекундными импульсами; L – коллимирующая линза; М1-М3 – дихроичные зеркала, ОСА – оптический спектроанализатор, WFG – генератор сигналов с усилителем. На вставке показан электромеханический модуль с пьезопозиционером для перестройки ВБР.

Как показано на рис. 4.12, основные пики отражения обеих ВБР в свободном (нерастянутом) состоянии, но при растяжении пВБР ее пик отражения смещается так, что уровень отражения плотной ВБР в этой спектральной позиции падает до -17 дБ. Таким образом, делая выходную ВБР в престраиваемом исполнении и модулируя ее, резонатор периодически выходит из резонанса и становится возможным формирование импульсного излучения с частотой повторения, соответствующей частоте модуляции ВБР.

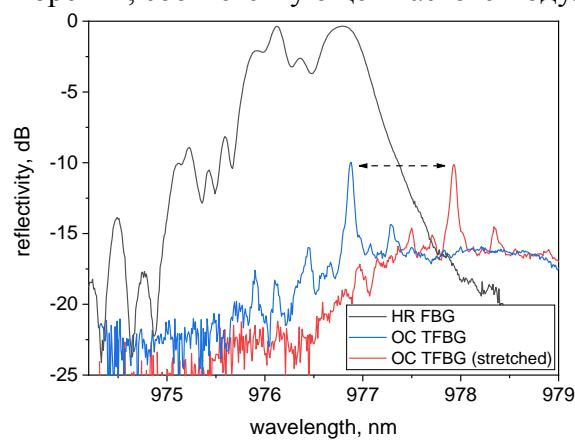


Рис. 4.12. Спектры отражения сильно-отражающей ВБР и выходной пВБР в свободном и растянутом состояниях.

На рис. 4.13 представлена измеренная средняя выходная мощность на стоковой длине волны (~976 нм) вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в зависимости от мощности накачки ЛД (~940 нм) при частоте модуляции ВБР 100 Гц. Порог генерации составил 115 Вт, а мощность выходного сигнала на этой частоте повторения составляет 7

Вт при мощности накачки 158 Вт, что меньше выходной мощности в непрерывном режиме (без модуляции ВБР). При этом спектр лазера в импульсном режиме существенно изменяется по сравнению с непрерывным режимом (см. вставку на рис. 4.3), что требует комплексного анализа временных и спектральных характеристик полученных импульсов в зависимости от частоты модуляции и мощности накачки.

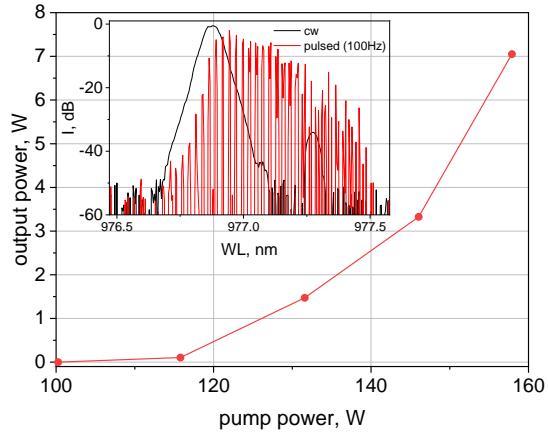


Рис. 4.13. Измеренная выходная мощность стоковой волны в зависимости от входной мощности накачки, заводимой в GRIN MMC (100 Гц). Вставка: спектр лазера в непрерывном и импульсном (100 Гц) режиме при мощности накачки 132 Вт.

Если рассмотреть временные характеристики, то можно заметить, что как форма импульса, так и его длительность существенно зависят от частоты синусоидального сигнала, подаваемого на пьезопозиционер. Так, при модуляции 20 Гц импульс имеет максимальную длительность, а его огибающая существенно изрезана (рис. 4.14а), при этом наблюдается некоторая симметрия относительно максимума. Можно предположить, что изрезанность обусловлена ВКР усилением и флуктуациями коэффициента отражения ВБР вдоль его спектрального профиля в диапазоне сканирования пВБР. С увеличением частоты модуляции пВБР импульсы укорачиваются и сглаживаются. Видно значительное сокращение каждого импульса до ~1 мс, а его профиль приобретает более плавную форму. При дальнейшем увеличении частоты повторения (до 180 Гц, что близко к резонансу пьезопозиционера) импульс разделяется на два, при этом второй, более слабый, узкий пик имеет длительность 0.3–0.4 мс и отстоит от основного пика на 1.7 мс. На рис. 4.14б показана оптимальная последовательность импульсов с частотой повторения 160 Гц, демонстрирующая гладкие импульсы длительностью ~1 мс и периодом около 6 мс, что соответствует обратной частоте модуляции.

На рис. 4.15 показана зависимость длительности импульса от частоты повторения, а также соответствующая ей пиковая мощность. С увеличением частоты повторения длительность импульса уменьшается от ~23 мс до 1.2 мс, а пиковая мощность увеличивается от ~15 до 22 Вт при изменении частоты повторения в диапазоне 20–180 Гц.

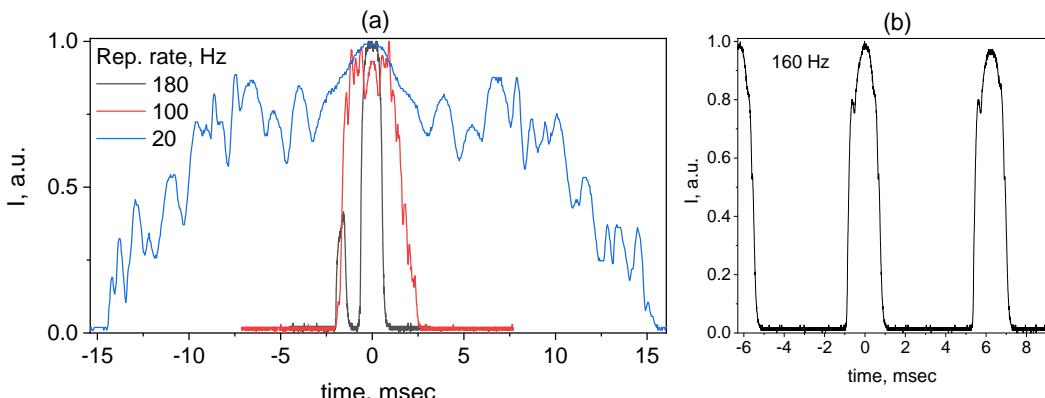


Рисунок 4.14. Формы импульсов при разных частотах повторения (накачка 158 Вт) (а) и типичная последовательность импульсов при частоте повторения 160 Гц (б).

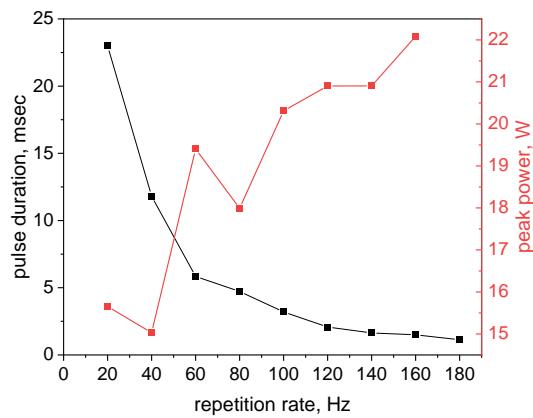


Рис. 4.15. Длительность импульса и пиковая мощность с частотой повторения (накачка 158 Вт).

Спектр при переходе к импульсному режиму существенно меняется (вставка на рис.4.13). Поскольку оптический спектроанализатор сканирует достаточно медленно, спектр визуально состоит из пиков, соответствующих импульсам, и для получения достоверного спектра генерации следует строить огибающую. При этом спектр уширяется с ростом мощности накачки (до 2 нм). При низкой мощности уширение происходит преимущественно в длинноволновую область, что соответствует модуляции спектра отражения ВБР между крайними положениями, как показано на рисунке 4.12, а при большой мощности и в коротковолновую. Таким образом, импульс приобретает попеременно положительный и отрицательный чирп по длине волны (при перемещении ВБР из синего положения в красное и обратно, см. рис. 4.12).

Средний параметр качества пучка при частоте повторения 120 Гц и накачке 158 Вт составил $M^2 \sim 3.8$ (рис. 4.16), что существенно лучше качества пучка излучения накачки ($M^2 \sim 34$) из-за эффекта ВКР-чистки пучка, аналогичного непрерывному режиму работы такого лазера. В то же время качество пучка в импульсном режиме немного хуже, чем в непрерывном режиме, поскольку резонансы мод высшего порядка сильно-отражающей ВБР в коротковолновом диапазоне вблизи 976 нм (см. рис. 4.12) могут возбуждаться при модуляции пВБР, тем самым ухудшая качество пучка. Для количественной характеристики этого эффекта необходимы измерения качества пучка с временным разрешением в пределах одного импульса.

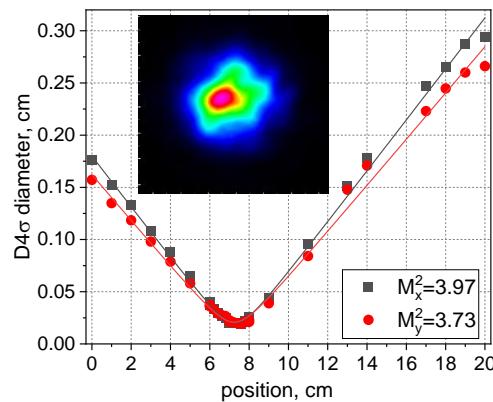


Рис. 4.16. Измеренный параметр качества пучка M^2 и форма пучка в перетяжке (вставка) импульсной (120 Гц, мощность накачки 158 Вт).

Далее проводилось исследование возможности увеличения интенсивности внутри резонатора ВКР-лазера для увеличения мощности генерации второй гармоники (ГВГ). Для этого была продолжена работа со схемой ММ ВКР-лазера для резонаторной ГВГ, показанной на рис. 4.17а. Её принцип действия заключался в создании слабой оптической связи между высокодобротным резонатором типа «бабочки», в который помещен нелинейный кристалл, и резонатором ММ ВКР-лазера, генерирующим излучение 954 нм. В

такой схеме происходили селекция и накопление тех продольных мод лазера (межмодовый интервал $\sim 50-100$ кГц), частоты которых совпадали с модами высокодобротного резонатора (свободный спектральный диапазон ~ 820 МГц). Благодаря этому эффективное преобразование во вторую гармонику в нелинейном кристалле осуществлялось без необходимости подстройки длины объемного резонатора. На предыдущем этапе в такой схеме с использованием 5-мм кристалла PPLN была получена мощность второй гармоники на 477 нм около 60 мВт.

В этот отчетный период проводилась оптимизация схемы:

1. Был разработан более стабильный и быстрый термоконтроллер для управления температурой кристалла.
2. Был усовершенствован резонатор ВКР-лазера: использовались новые ВБР с чуть меньшей длиной волны (953,7 нм) и новая катушка градиентного волокна с меньшими, чем раньше, потерями (~ 2 дБ/км). Благодаря проведённой оптимизации и выбору длины градиентного волокна 1,5 км, удалось повысить выходную мощность ММ ВКР-лазера до 4,5 Вт. При этом ширина спектральной линии составляла менее 0,45 нм, а пучок был близок к дифракционно-ограниченному с параметром качества M^2 около 1,2.

Вначале были проведены эксперименты в однопроходной схеме, когда входное зеркало $M4$ убиралось из резонатора. Как видно из кривой температурного синхронизма на рис. 4.18а, оптимальная температура кристалла составляла 80.8°C . Для этой температуры мощность второй гармоники на 477 нм была 40 мВт при мощности ВКР-лазера 4,5 Вт (Рис. 4.18б). Квадратичный коэффициент нелинейности, рассчитанный как отношение мощности второй гармоники к квадрату мощности фундаментальной волны, был $\approx 7.9 \cdot 10^{-3}$ Вт $^{-1}$. Это значение немного больше величины $5.4 \cdot 10^{-3}$ Вт $^{-1}$, полученной ранее для того же кристалла.

После этого зеркало $M1$ было вставлено обратно в резонатор. Первоначальная грубая юстировка объемного резонатора проводилась с помощью одночастотного диодного лазера с длиной волны 978 нм, который временно заменял ВКР-лазер в схеме. Положение юстировочной пластиинки P подбиралось так, чтобы обеспечить максимальный уровень обратного сигнала в волокне коллиматора $C3$. После грубой юстировки в схему был возвращён ММ ВКР-лазер, но без выходной ВБР1, чтобы исключить её влияние на модовый состав генерации. Таким образом, оптическая обратная связь в данной конфигурации формировалась, с одной стороны, плотной ВБР2 на одном конце волоконного резонатора, а с другой - слабоотражающей пластиинкой внутри высокодобротного внешнего резонатора. В результате в ВКР-лазере автоматически возбуждались и усиливались продольные моды, частоты которых соответствовали резонансным условиям внешнего резонатора. Это позволяло накапливать мощность фундаментальной волны без активной подстройки длины резонатора.

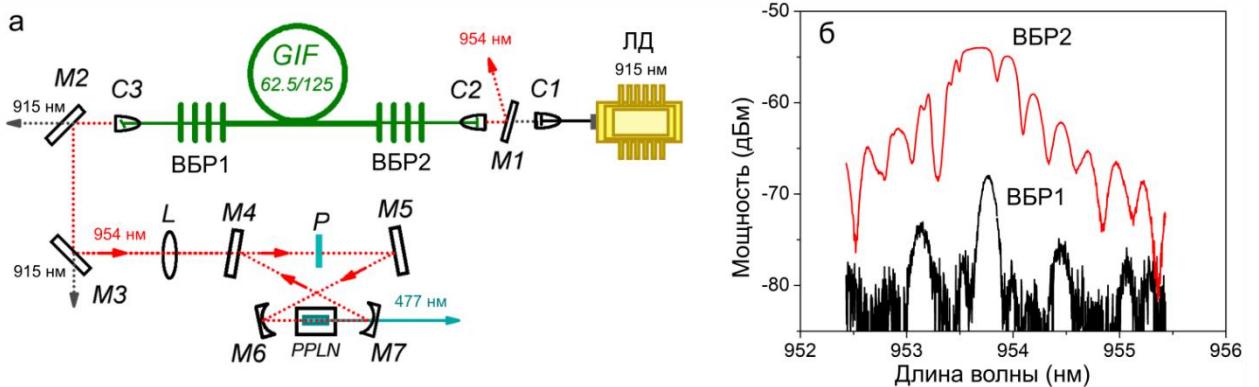


Рис. 4.17 (а) Схема резонаторного удвоения частоты ММ ВКР-лазера: ЛД – многомодовый лазерный диод с длиной волны 915 нм; $C1 - C3$ – коллиматоры; $M1 - M5$ – плоские дихроичные зеркала; $M6, M7$ – сферические дихроичные зеркала; ВБР – волоконная брэгговская решетка; G1F – многомодовое волокно с градиентным профилем показателя преломления и диаметром сердцевины 62,5 мкм; P – слабоотражающая пластиинка; L – линза; PPLN – нелинейный кристалл PPLN. (б) Спектры отражения плотной ВБР2 и выходной ВБР1.

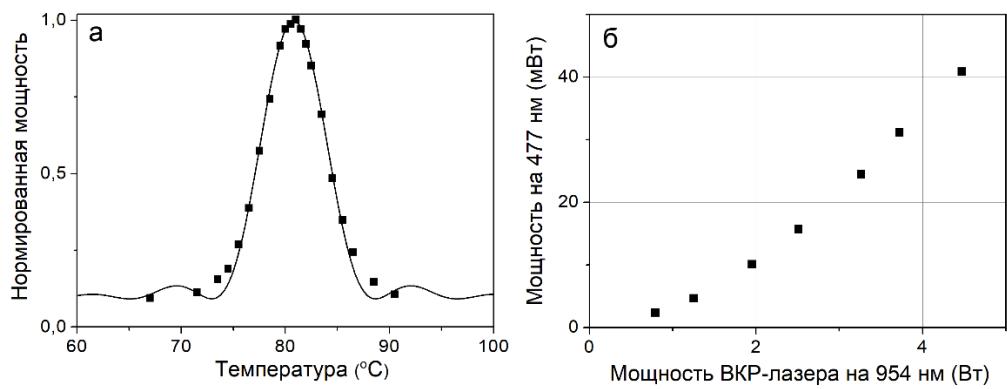


Рис. 4.18 (а) Нормированная мощность второй гармоники в зависимости от температуры кристалла PPLN: экспериментальные данные (точки) и теоретическая аппроксимация функцией sinc^2 (сплошная линия). (б) Выходная мощность на 477 нм в зависимости от выходной мощности ВКР-лазера на 954 нм в однопроходной конфигурации.

На рис. 4.19а показан Фурье-спектр излучения на 954 нм в радиочастотном диапазоне. Он получен из осциллограммы, снятой за зеркалом $M5$ (полоса осциллографа 1 ГГц). В спектре наблюдаются колебания с частотой ~ 68 кГц, а также высокоамплитудные сигналы биений с интервалом 821 МГц, который соответствует области свободной дисперсии объемного резонатора. Это подтверждает, что часть продольных мод ВКР-лазера синхронизирована с модами внешнего резонатора благодаря оптической связи между ними.

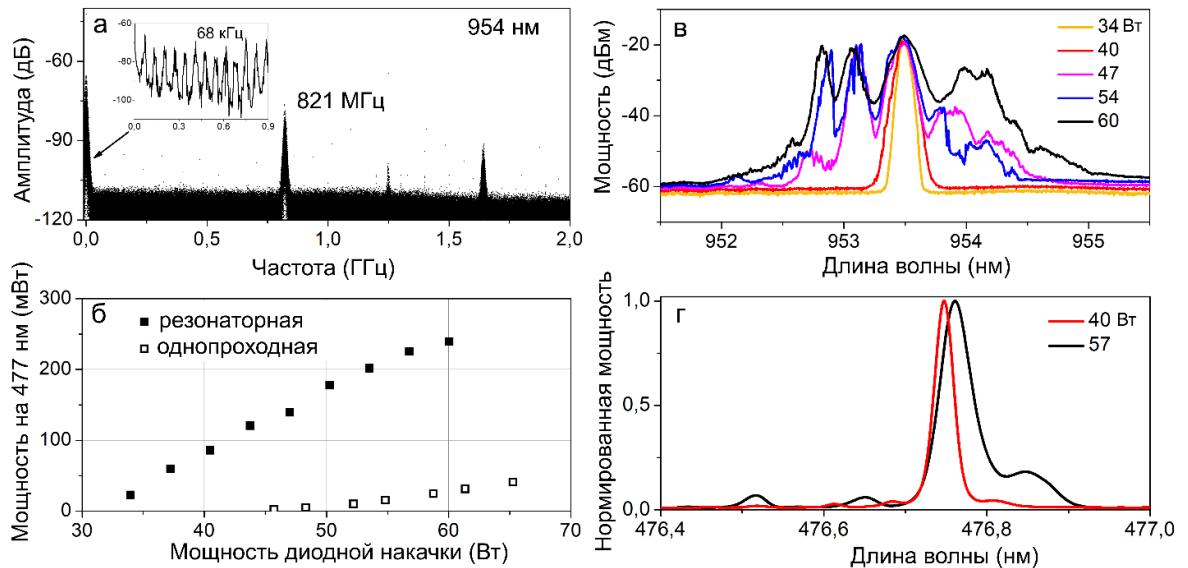


Рис. 4.19 (а) Радиочастотный спектр излучения на 954 нм, полученный преобразованием Фурье. На вставке показан увеличенный вид низкочастотной области. (б) Выходная мощность на 477 нм в зависимости от мощности многомодовой диодной накачки на 915 нм в резонаторной (полные квадраты) и однопроходной (пустые квадраты) конфигурации. (в) Выходной спектр фундаментального излучения на 954 нм и (г) второй гармоники на 477 нм при разных мощностях диодной накачки.

Мощность второй гармоники на 477 нм росла практически линейно с мощностью многомодовой диодной накачки на 915 нм, достигая 240 мВт при мощности накачки 60 Вт (рис. 4.19б). Таким образом, применение резонаторной схемы позволило увеличить выходную мощность второй гармоники в 6 раз по сравнению с однопроходной конфигурацией. На рис. 4.19в показан спектр излучения лазера на 954 нм, измеренный со стороны зеркала $M1$. Видно, что при низкой мощности накачки наблюдается единственный пик вблизи 953,5 нм. С увеличением мощности последовательно появляются дополнительные пики: сначала в коротковолновой области спектра, а затем в длинноволновой. Пики в коротковолновой области соответствуют генерации на низших

поперечных модах градиентного волокна (в основном, моде LP₁₁). Пики в длинноволновой области, вероятно, связаны со структурой спектра отражения плотной ВБР2 (рис. 4.17б). Кроме того, как видно из рис. 4.19г, спектр второй гармоники также искажается при больших мощностях накачки. Из анализа спектральных характеристик можно заключить, что при небольшой мощности накачки обратная связь от объёмного резонатора настроена на селекцию и усиление основной поперечной моды LP₀₁. При большой мощности обратная связь становится нестабильной, вероятно, из-за формирования термооптической линзы в кристалле PPLN. Эта нестабильность приводит к возбуждению низших поперечных мод градиентного волокна (прежде всего моды LP₁₁). В результате спектр второй гармоники искажается, а рост выходной мощности замедляется (рис. 4.19б).

Также был измерен параметр качества пучка M^2 излучения при мощности накачки 34 Вт на выходе объемного резонатора. Он был равен 1 для фундаментальной волны (рис. 4.20а) и 1,9 для второй гармоники (рис. 4.20б). Таким образом, резонатор накапливал излучение на 954 нм в основной моде LP₀₁. Не совсем ясно, почему для второй гармоники пучок оказался хуже. Возможно, он искажался при проходе через неидеальное сферическое зеркало. Профиль пучка второй гармоники был практически гауссов при небольших мощностях и вытягивался по одной оси при масштабировании мощности из-за возбуждения других низших поперечных мод ВКР-лазера (рис. 4.20 внизу).

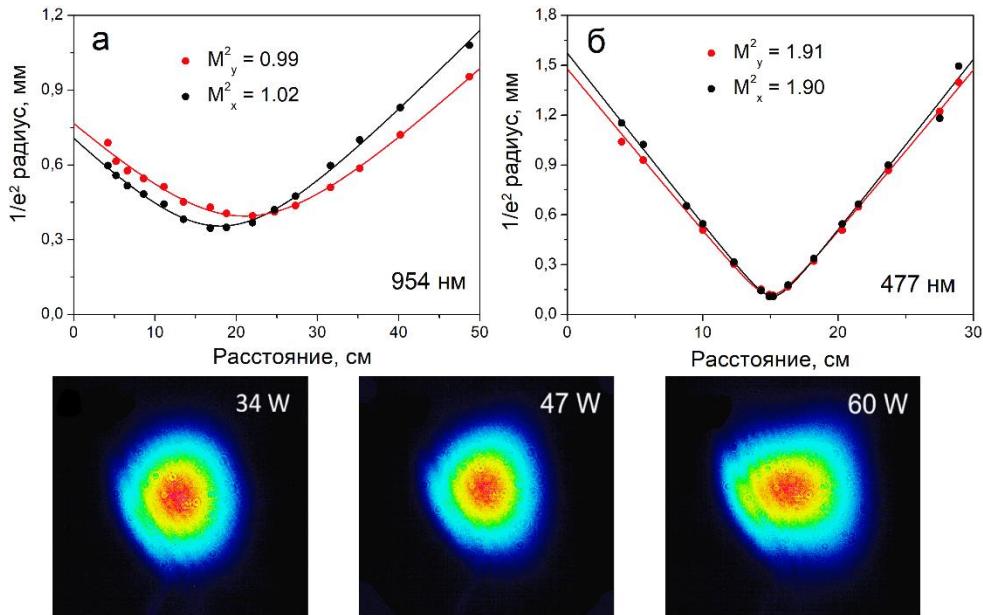


Рис. 4.20 Измерение параметра M^2 фундаментального излучения (а) и излучения второй гармоники (б) при мощности диодной накачки 34 Вт. Ниже показан профиль пучка второй гармоники при различных мощностях диодной накачки.

В результате выполнения данного подпункта оптимизирована схема резонансного удвоения частоты излучения ВКР-лазера на 954 нм. За счёт создания слабой оптической связи продольные моды лазера с межмодовым интервалом ~ 68 кГц были синхронизированы с модами высокодобротного резонатора-бабочки, имеющего свободный спектральный диапазон ~ 820 МГц. Это позволило эффективно накапливать в резонаторе излучение на длине волны 954 нм и увеличить выходную мощность второй гармоники на 477 нм в 6 раз по сравнению с однопроходной конфигурацией (с 40 мВт до 240 мВт при мощности многомодовой накачки 60 Вт). При низкой мощности накачки качество пучка ВКР-лазера было высоким с $M^2 \sim 1$. Однако при масштабировании мощности в фундаментальном излучении начинало проявляться влияние низших поперечных мод, что приводило к искажению спектра и профиля пучка второй гармоники.

Таким образом, реализован ВКР лазер на основе MMC с напыленным торцевым зеркалом сложной формы с селекцией высших мод, а также расширен диапазон перестройки (до ~ 10 нм) ВКР лазера на основе градиентного MMC с зеркалом круговой

формы. Получен импульсный режим генерации ММ ВКР лазера за счет модуляции растяжения, продемонстрировано увеличение мощности на порядок при внутрирезонаторной генерации второй гармоники.

5. Реализация и исследование лазеров на основе МСС с массивом ВБР, имеющих разные длины волн, фазы и пространственные сдвиги относительно друг друга и исследование их характеристик.

Для экспериментальной реализации новых возможностей была продемонстрирована фс поточечная запись массивов ВБР с пространственными сдвигами относительно друг друга методом протяжки ВС через феррулу. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 5.1 В данном случае для записи массива ВБР, состоящего из двух ВБР, сформированных в каждой отдельной сердцевине МСС (2-х сердцевинного) с пространственным сдвигом 10 мм относительно друг друга, применялась поточечная методика записи с использованием алгоритмов позиционно-синхронизированного воздействия по сигналу от устройств обратной связи. А именно, после записи однородной ВБР в одной сердцевине МСС, волокно перемещалось с помощью высокоточного позиционера на заданную величину вдоль оси волокна и запись второй ВБР начиналась в определенной координате вдоль волокна. Таким образом, можно создавать различные разности длин плеч сформированного данными ВБР интерферометра на основе оптической связи между соседними сердцевинами. Энергия фс лазерных импульсов с частотой следования 20 Гц составляла $\sim 1,5$ мкДж. Фс излучение фокусировалось в 2-сердцевинный ВС диаметром без оболочки 125 мкм с помощью 50 \times микрообъектива (NA = 0,65). Записаны ВБР 2-го порядка длиной 3 мм в отдельных сердцевинах МСС с пространственным сдвигом 10 мм относительно друг друга.

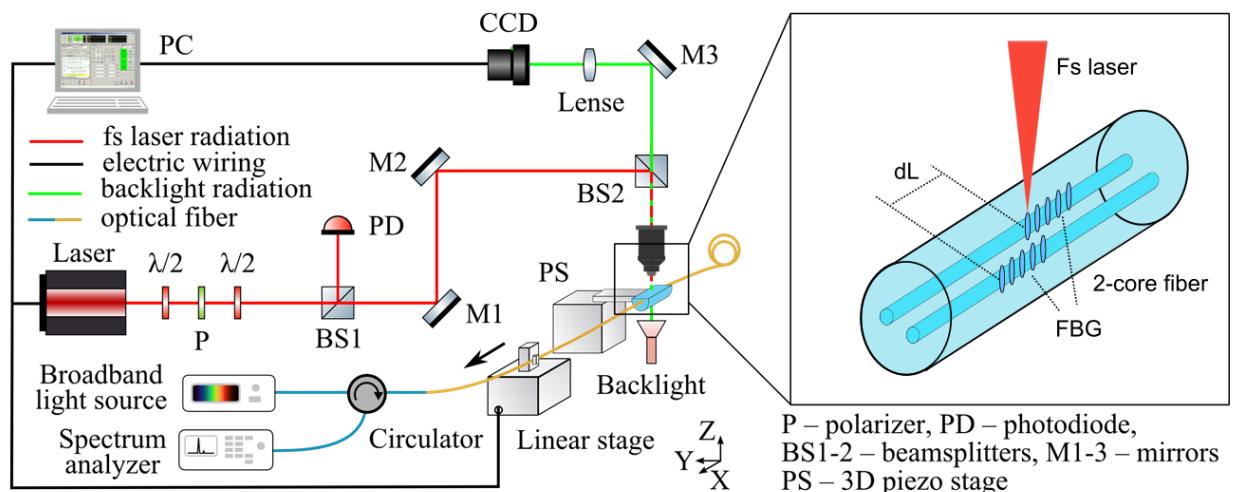


Рис. 5.1. Экспериментальная схема записи массивов ВБР с пространственными сдвигами относительно друг друга.

Спектр отражения ВБР, записанных с пространственным сдвигом в 2-сердцевинном МСС приведен на рис.5.2 вместе со спектром пары ВБР без пространственного сдвига. В отличие от случая без пространственного сдвига, в случае со сдвигом (10 мм) спектры ВБР не сильно отличались, поэтому наблюдение сужения (коллапса) спектра при наличии связи между сердцевинами в случае с пространственным сдвигом было затруднительным. Тогда как в случае пары ВБР без пространственного сдвига спектры существенно отличались (относительный сдвиг центров был сравним с шириной спектра) и наблюдалось заметное сужение спектра, когда создавалась связь между сердцевинами путем намотки на катушку малого диаметра (рис.5.3). Если в отсутствие связи линии генерации сердцевин сдвинуты в соответствии со спектральным сдвигом решеток, а суммарный спектр уширен, то при

наличии связи генерируемые спектры идентичны между собой и суммарному спектру, который заметно сужается.

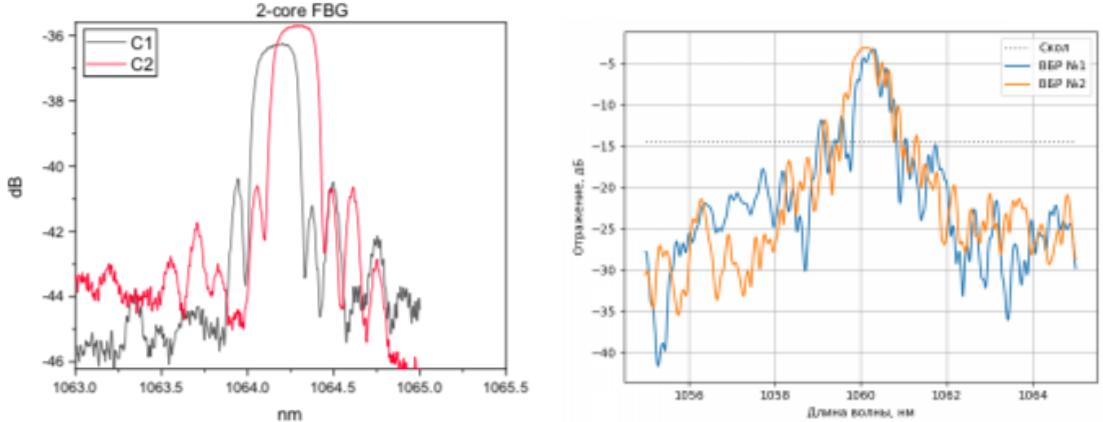


Рис. 5.2. Спектр пары ВБР в 2-сердцевинном МСС, записанных без сдвига (слева) со сдвигом 10 мм (справа) вдоль оси волокна.

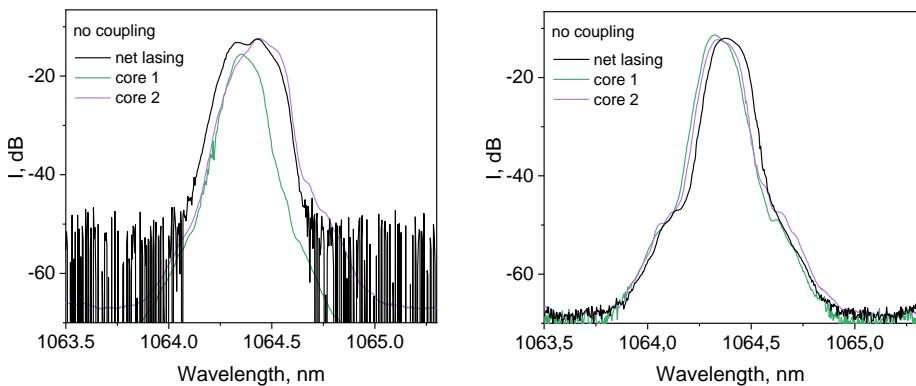


Рис. 5.3. Спектр генерации с парой ВБР в 2-сердцевинном МСС, записанных без сдвига без связи (слева) и при наличии связи (справа) между сердцевинами..

В результате выполнения этого блока работ, разработаны и экспериментально реализованы новые методы и подходы создания массивов ВБР с пространственными сдвигами относительно друг друга на основе высокоточной поточечной записи структур показателя преломления с применением алгоритмов позиционно-синхронизированного воздействия по сигналу от устройств обратной связи. Созданы образцы ВБР 2-го порядка длиной 3 мм в отдельных сердцевинах МСС без сдвига и с пространственным сдвигом 10 мм относительно друг друга, проведены эксперименты по исследованию эффекта слияния (коллапса) линий генерации отдельных сердцевин при различных спектральных сдвигах ВБР. Эксперименты по исследованию влияния пространственного сдвига будут продолжены на следующем этапе.

Анализ характеристик лазера на основе МСС с массивом ВБР в зависимости от их параметров, и особенностей эффекта коллапса линий генерации отдельных сердцевин проводился также на основе разработанной модели 7-сердцевинного лазера (см. п.2.2). Рассчитывались суммарные и индивидуальные спектры генерации отдельных сердцевин при слабой и сильной связи сердцевин с параметрами ВБР, реализованных в эксперименте.

Сначала проверялась зависимость от относительных фаз резонаторных ВБР. Наблюдались небольшие отличия индивидуальных и суммарных спектров 7-сердцевинного лазера с сильной связью сердцевин при разных наборах фаз ВБР, на рис. 5.4 приведены полученные спектры для двух наборов с максимальными различиями. На спектре справа заметна модуляция вблизи максимума интенсивности, которые не наблюдались в эксперименте.

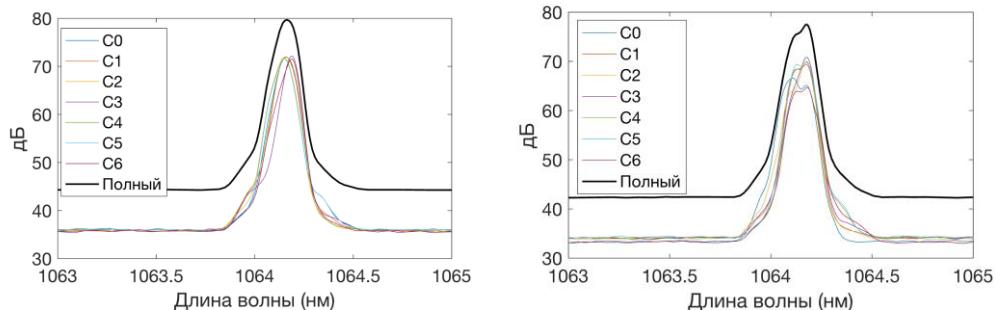


Рис.5.4. Суммарный и индивидуальные спектры генерации разных сердцевин МСС лазера с сильной связью при разных наборах фаз массива ВБР.

Так как в эксперименте существенное влияние оказывает нагрев ВБР, а также возможны внешние воздействия (например, акустические), приводящие к флуктуациям фазы, для адекватного сравнения с экспериментом проводилось усреднение по фазам, которое сглаживало флуктуации интенсивности. В результате было получено хорошее согласие.

Для исследования особенностей эффекта коллапса, который наиболее ярко проявляется в сужении суммарного спектра, сравнивались экспериментальные и расчетные спектры в случае слабой и сильной связи сердцевин. Рассчитанная ширина суммарного распределения спектральной мощности в несвязанных сердцевинах составила 0,32 нм и 0,71 нм на уровне -3 дБ и -20 дБ соответственно, а расчётная форма спектра согласуется с измеренным полным спектром при выходной мощности 10 Вт (рис. 5.5а). В случае слабой связи, как в моделировании, так и в эксперименте, генерация происходит независимо в каждой сердцевине, а ширина полного спектра определяется в основном расстоянием между пиками отражения брэгговских решёток. Поэтому она велика уже на пороге генерации и лишь незначительно растёт с ростом мощности (рис. 5.5в). Видимые отклонения кривых уширения мощности при ширине -3 дБ обусловлены более сильной модуляцией спектра вблизи его максимума обусловленной особенностями спектра ВБР в эксперименте, тогда как при моделировании он более плавный (см. рис. 5.5а).

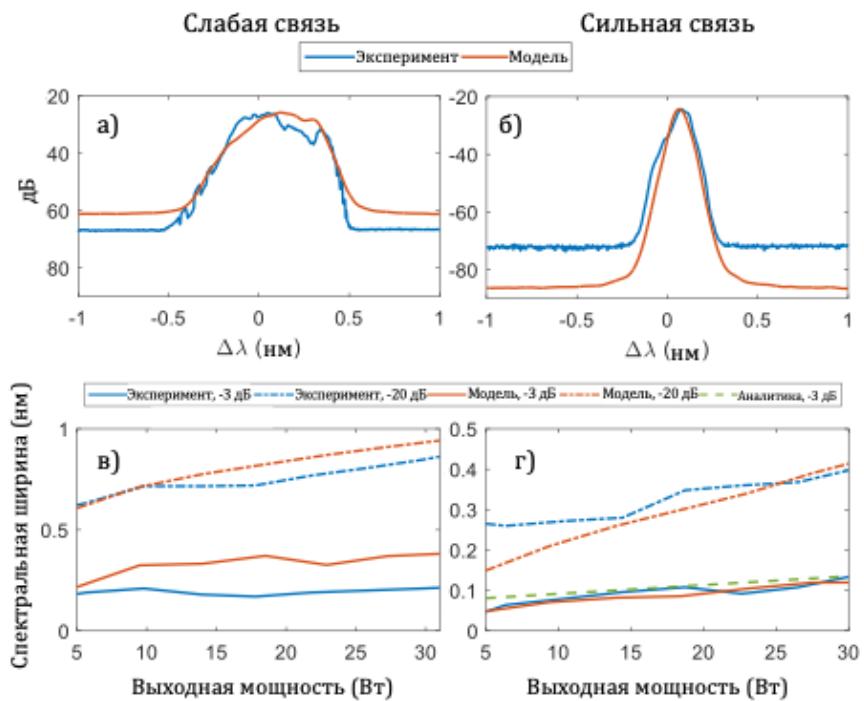


Рис. 5.5 Суммарный спектр генерации всех сердцевин при суммарной выходной мощности 10 Вт при слабой связи (а) и сильной связи (б). Сравнение ширины (по уровням -3 дБ и -20 дБ) суммарного спектра генерации, полученного в эксперименте и моделировании при слабой связи (в) и сильной связи (г).

Для сильно связанных сердцевин наблюдается коллапс спектра генерации, т.е. лазерная генерация происходит на одной длине волны во всех сердцевинах, соответствующей максимуму произведения спектров отражения индивидуальных брэгговских решеток. Рассчитанная ширина полного спектра в этом случае (рис. 5.5б) составляет 0,07 нм и 0,21 нм на уровне -3 дБ и -20 дБ соответственно, демонстрируя хорошее соответствие полному спектру в эксперименте. Зависимость ширины как -3 дБ, так и -20 дБ от мощности (рис. 5.5г) также показывает хорошее согласие теории и эксперимента.

Численное моделирование уширения линии в случае МСС лазера с сильно связанными 7 сердцевинами показало, что крупно-масштабное пространственное выжигание дыр (ПВД) в коэффициенте усиления вдоль волокна из-за связи сердцевин вносит значительный вклад в уширение при малых значениях мощности. Кроме того, было обнаружено, что увеличение силы связи приводит к сужению ширины линии из-за эффекта ПВД (примерно в 2 раза при увеличении силы связи на порядок). Аналитически была получена равновесная ширина спектра, обусловленная выжиганием крупномасштабных дыр усиления при формировании стоячих волн в связанных сердцевинах:

$$\Delta_{SHB} \simeq \left(\frac{\Delta_{FBG}^2 \Delta_m \ln\left(\frac{1}{R_{out}}\right)}{2\pi 2\sqrt{7}J} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

Полученная формула отличается от известной формулы для пространственного выжигания провалов в односердцевинном лазере большим параметром $J^{-1/3}$, и для характерных значений сильной связи она оказывается на порядок больше, но существенно уменьшается с ростом силы связи. Для экспериментальных параметров мы получаем, что ширина спектра, обусловленная ПВД, составляет $\sim 0,07$ нм. Это достаточно хорошо соответствует наблюдаемому уровню при малых мощностях в экспериментальных данных, в то время как небольшое уширение линии с ростом мощности хорошо описывается эффектом керровской самомодуляции фазы (SPM). Если объединить уширение, вызванное SPM, с постоянным членом ПВД (2), такое аналитическое приближение хорошо согласуется как с экспериментальными, так и с модельными данными (см. рис. 5.5г). С учетом того, что эффект керровской самомодуляции фазы определяется интенсивностью в сердцевинах, которая падает как $1/N$ с ростом числа сердцевин при заданной полной мощности, наиболее узкую линию в режиме коллапса можно ожидать в случае МСС с максимальным коэффициентом связи J и максимальным количеством сердцевин. Поэтому в НЦВО ИОФ РАН было заказано изготовление 19-сердцевинного Yb МСС с увеличенной связью сердцевин, генерацию в котором планируется исследовать на следующем этапе.

В результате выполнения данного пункта эффект коллапса спектральных линий в МСС лазере с массивом ВБР подробно исследован в зависимости от параметров системы, выявлены основные факторы, влияющие на ширину суммарного спектра и определены оптимальные условия, которые планируется реализовать на следующем этапе проекта.

Таким образом все поставленные задачи на 1 год продления проекта были выполнены, более того, обнаружены незапланированные новые эффекты, которые будут исследованы на следующем этапе. По результатам 1 года опубликованы 10 статей WoS/Scopus [1-10] (из них 3 – в журналах 1 квартиля [1-3], 2 – 2 квартиля [4,5], приняты 11 статей WoS/Scopus (т.ч. 2 – 1 квартиля) [11-21] и 2 статьи (другие базы) [22,23], 5 статей отправлены и находятся на рецензировании, в т.ч. 4 – в журналах 1 квартиля, [24-28], из них 2 – в высокорейтинговых журналах *Nature Photonics* (IF=32.9) и *Optoelectronic Advances* (IF=22.4). Участниками проекта сделаны 19 докладов на ведущих конференциях (из них 2 – пленарных, 3 – приглашенных), из них материалы 5 докладов проиндексированы в РИНЦ, проведена Международная школа молодых ученых, защищена 1 кандидатская диссертация.

Основные публикации:

1. M.D. Gervaziev, A.G. Kuznetsov, A.A. Revyakin, V.A. Simonov, A.V. Dostovalov, V.S. Terentyev, D.S. Kharenko, S.A. Babin. Real-time mode dynamics of Stokes beam in multimode Raman fiber laser with mode-selective mirror. *Opt. Las. Techn.* **184**, 112512 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2025.112512> **Q1**
2. A. Kokhanovskiy, D. Sakhno, Z. Munkueva, E. Golikov, A. Dostovalov, and S. Babin. A multicore fiber platform for distributed temperature sensing enhanced by machine learning algorithms. *Optics & Laser Technology* **191**, 113262 (2025). **Q1**
3. M. Ferraro, K. Baudin, M. Gervaziev, A. Fusaro, A. Picozzi, J. Garnier, G. Millot, D. Kharenko, E. Podivilov, S. Babin, F. Mangini, S. Wabnitz. Wave turbulence, thermalization and multimode locking in optical fibers. *Physica D: Nonlinear Phenomena* **481**, 134758 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.physd.2025.134758> **Q1**
4. A. G. Kuznetsov, V. S. Terentyev A. V. Dostovalov I. N. Nemov and S. A. Babin. Pulsed Raman lasing in diode-pumped multimode graded-index fiber with tuned femtosecond-laser inscribed Bragg grating. *Micromachines* **16**(12), 1315 (2025). <https://doi.org/10.3390/mi16121315>
5. A.G. Kuznetsov, A.V. Dostovalov, E.V. Podivilov, S.A. Babin. Generation spectrum of a 2-core fiber laser with wavelength-shifted FBG cavity. *Optical Fiber Technology* **95**, 104461 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2025.104461>
6. A.G. Kuznetsov, V.S. Terentyev, I.N. Nemov and S.A. Babin. Wavelength tuning of LD pumped multimode fiber Raman laser with thin-film output mirror. *Laser Phys. Lett.* **22**, 085101 (2025) <https://doi.org/10.1088/1612-202X/adf04f>
7. К.В. Проскурина, М.И. Скворцов, Е.В. Голиков, С.Р. Абдуллина, А.В. Достовалов, О.Н. Егорова, С.Л. Семёнов, С.А. Бабин. Применение двухсердцевинного световода со связью между сердцевинами для реализации узкополосного эрбииевого лазера. *Автометрия* **61** (1) 41-47 (2025) [перевод на англ. *Optoelectr.. Instr. & Data Processing* <https://doi.org/10.3103/S8756699025700050>]
8. F. Mangini, M. Ferraro, W.A. Gemedch, Y. Sun, M. Gervaziev, D. Kharenko, S. Babin, V. Couderc, and S. Wabnitz. Spatial beam self-cleaning: non-equilibrium thermalization of nonlinear multimode fiber modes. *Proceedings SPIE*, Vol.13349: Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXVII, 133490B, 1-6 (2025). <https://doi.org/10.1117/12.3048505>
9. A.G. Kuznetsov, M.I. Skvortsov, A.A. Vlasov, M.D. Gervaziev, A.A. Revyakin, D.S. Kharenko, S. Wabnitz, S.A. Babin. Beam cleaning effect in multimode fiber tapered amplifier with CW single-frequency seed. *Proceedings SPIE*, vol.13711: Advanced Lasers, High-Power Lasers, and Applications XVI; 137110Z (2025). <https://doi.org/10.1117/12.3077184>
10. M. Ferraro, W.A. Gemedch, S. Boni, F. Mangini, A. Ciorra, Y. Sun, M. Gervaziev, D. Kharenko, S. Babin, S. Wabnitz. Fundamental mode instability in few mode optical fiber. CLEO 2025, *Technical Digest Series* (Optica Publishing Group, 2025), paper SS179_2. https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2025.SS179_2 CLEO2025
11. Z. Munkueva, A. Kuznetsov, M. Skvortsov, K. Kolosova, A. Revyakin, D. Kharenko, A. Kokhanovskiy, A. Dostovalov, and S. Babin, Femtosecond laser inscription of artificial Rayleigh reflectors inside a fiber core using a spatial light modulator. *Optics & Laser Technology* (accepted). **Q1**
12. E.A. Evmenova, S.I. Kablukov, A.V. Dostovalov, I.N. Nemov. S.A. Babin. Cavity-enhanced frequency doubling of a multimode diode-pumped Raman fiber laser. *Laser Phys. Lett.* (accepted)

13. A.G.Kuznetsov, A.V.Dostovalov, S.A. Babin. Spatial and spectral effects in optically coupled multicore fiber laser cavities with fiber Bragg gratings. *J. Phys. Conf. Ser.* (accepted).
14. S.A. Babin, A.G. Kuznetsov, Zh. E. Munkueva, A.V. Dostovalov. Multimode fiber Raman lasers with transverse mode selection by regular and random RI structures. *Proceedings of Photonics & Electromagnetics Research Symposium - PIERS 2025* (accepted).
15. S. Boni, A. Ciorra, W. A. Gomechu, A. Sparapani, F. Mangini, M. Ferraro, Y. Sun, M. Gervaziev, D. Kharenko, S. Babin, and S. Wabnitz. Spatial Instability of Fundamental Mode in Step-index Multimode Fiber. *Proceedings of Photonics & Electromagnetics Research Symposium - PIERS 2025* (accepted).
16. M. D. Gervaziev, A. A. Revyakin, D. S. Kharenko, and S. A. Babin. Accuracy of enhanced holographic mode decomposition methods for analyzing beam modal content. *Proceedings of Photonics & Electromagnetics Research Symposium - PIERS 2025* (accepted).
17. S. A. Babin. New Functionality and Applications of Laser and Sensor Systems Based on Specialty Multimode and Multicore Optical Fibers. *IEEE APEIE 2025 Proceedings, IEEE Xplore*, p.1-4. <https://doi.org/10.1109/APEIE66761.2025.11289260>
18. A.G. Kuznetsov, M.D. Gervaziev, A.A. Revyakin, M.I. Skvortsov, A.A. Vlasov, D.S. Kharenko, S. Wabnitz, S.A. Babin. Mode dynamics at amplification of CW single-frequency seed in multimode fiber taper. *Proceedings SPIE* vol. 13879: Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXVIII, paper 13879-28, p.1-7. 2026. (accepted).
19. М. Д. Гервазиев, А. А. Ревякин, Д. С. Харенко, С. А. Бабин. Повышение точности метода модовой декомпозиции на основе цифровой голограммы. *Квант. электроника* №10, 2025. https://quantum-electronics.ru/2025_55_10/
20. М.И. Скворцов, К.В. Колосова, С.Р. Абдуллина, А.В. Достовалов, Ж.Э. Мункуева, Е.В. Голиков, О.Н. Егорова, С.А. Бабин. Узкополосный эрбийевый лазер с ультракороткой случайной распределённой обратной связью на основе неупорядоченных структур, сформированных фемтосекундным лазерным излучением. *Квант. электроника* №10, 2025. https://quantum-electronics.ru/2025_55_10/
21. Zh. Munkueva, P. Elizarova, V. Volosi, D. Kharenko, N. Koliada, A. Dostovalov and S. Babin. Point-by-point inscribed apodized chirped fiber Bragg gratings for dispersion and spectrum management in mode-locked lasers. *J. Lightwave Technol.* (accepted) **Q1**
22. Ж.Э. Мункуева, А.А. Ревякин, Д.С. Харенко, П.А. Елизарова, А.Г. Кузнецов, А.Ю. Кохановский, А.В. Достовалов, С.А. Бабин. Разработка методики фемтосекундной лазерной записи структур показателя преломления в статичном волокне с помощью пространственного модулятора света. *Прикладная фотоника* 12 (2), 49-63 (2025) <http://doi.org/10.15593/2411-4375/2025.2.04>
23. Н.В. Бочкирев, А.А. Ревякин, М.Д. Гервазиев, Д.С. Харенко Построение модели распространения излучения в семисердцевинном волокне со слабой связью в линейном режиме. *Прикладная фотоника* 12 (4), 2025.
24. M.I. Skvortsov, K.V. Kolosova, S.R. Abdullina, Zh.E. Munkueva, A.V. Dostovalov, E.V. Podivilov, S. A. Babin. DFB fiber laser line narrowing due to self-injection locking in a hybrid cavity with random reflector. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr.* (published online) <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2025.3647115> **Q1**
25. A.G. Kuznetsov, M.I. Skvortsov, A.A. Vlasov, M.D. Gervaziev, A.A. Revyakin, D.S. Kharenko, S. Wabnitz, and S.A. Babin. Beam cleaning effect at amplification of CW single-frequency radiation in multimode fiber taper. *J. Phys. Conf. Ser.* (submitted).

26. M. Ferraro, F. Mangini, K. Stefańska, W.A. Gomechu , F. Frezza, V. Couderc, M. Gervaziev, D. Kharenko, S. Babin, and S. Wabnitz. Negative absolute temperature attractor in a dense photon gas. *Nature Photonics* (submitted). **Q1**
27. A.Yu. Kolesnikova, A.G. Kuznetsov, E.V. Podivilov, S.A. Babin. Spectrum collapse in a 7-core fiber laser with wavelength-shifted FBGs: model, simulation and experiment. *Opto-Electr. Adv.* (submitted) **Q1**
28. X. Hao, T. Yao, B. Lei, B. Yin, S. Huang, C. Fan, J. Leng, P. Zhou, I.N. Nemov, A.V. Dostovalov, S.A. Babin. Wavefront Shaping via Random Fibre Gratings for linewidth Management in Kilowatt-level Cascaded Raman Fibre Lasers. *High Power Las. Sci. Eng.* (submitted) **Q1**