

УДК 535

**А.А. Крылов, А.К. Сенаторов, А.В. Гладышев, Ю.П. Яценко,
А.Ф. Косолапов, А.Н. Колядин, М.М. Худяков,
М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва, Россия

ГЕНЕРАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЭНЕРГИЕЙ ~10 МКДЖ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,56 МКМ И НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИХ ЧАСТОТЫ В ПОЛОМ РЕВОЛЬВЕРНОМ СВЕТОВОДЕ

Создан и исследован волоконный источник ультракоротких импульсов (УКИ) с мощным гибридным усилителем на основе соединенных последовательно эрбиевого и эрбий-иттербиевого световодов с двойной оболочкой и увеличенным диаметром моды, накачка которого осуществлялась многомодовыми лазерными диодами на длине волны 976 нм. Импульсы с выхода мощного усилителя на центральной длине волны около 1,56 мкм длительностью ~200 пс и энергией до 21,9 мкДж, следующие с частотой 198,5 кГц, сжимались с помощью компрессора на основе пары объемных поляризационно-независимых дифракционных решеток, работающих на пропускание, с эффективностью ≈73 %. Достигнута минимальная длительность сжатых импульсов 742 фс, при этом их максимальная энергия и пиковая мощность составили 15,8 мкДж и ≈13 МВт соответственно (максимальная средняя мощность – 3,14 Вт) на центральной длине волны 1,56 мкм в пучке с гауссовым профилем и измеренными параметрами качества $M_x^2 = 1,58$ и $M_y^2 = 1,38$. При накачке импульсами эрбиевого волоконного источника различной длительности реализовано ВКР-преобразование 1,56 мкм → 1,71 мкм в полном револьверном световоде с сердцевинной диаметром 75 мкм, заполненной молекулярным водородом. Получены импульсы с максимальной энергией около 200 нДж на длине волны 1,71 мкм. Разработанный источник УКИ может быть полезен при создании перспективных систем прецизионной обработки прозрачных материалов, в особенности кремния, а также для других применений, в которых требуются высокая энергия и пиковая мощность импульсов ультракороткой длительности.

Ключевые слова: усиление chirпированных импульсов, эрбиевый усилитель, фемто-секундный импульс, полый световод, вынужденное комбинационное рассеяние.

**A.A. Krylov, A.K. Senatorov, A.V. Gladyshev, Yu.P. Yatsenko,
A.F. Kosolapov, A.N. Kolyadin, M.M. Khudyakov,
M.E. Likhachev, I.A. Buffetov**

Institute of General Physics named after. A.M. Prokhorov RAS,
Research Center for Fiber Optics named after. E.M. Dianov,
Moscow, Russian Federation

**GENERATION OF FEMTOSECOND PULSES
WITH AN ENERGY OF ~10 MJ AT A WAVELENGTH OF 1.56 μM
AND NONLINEAR CONVERSION OF THEIR FREQUENCY
IN A HOLLOW REVOLVER FIBER**

A fiber source of ultrashort pulses (USPs) with a powerful hybrid amplifier based on erbium and erbium-ytterbium fibers connected in series with a double cladding and an increased mode diameter, pumped by multimode laser diodes at a wavelength of 976 nm, was created and studied. Pulses from the output of a powerful amplifier at a central wavelength of about 1.56 μm with a duration of ~200 ps and an energy of up to 21.9 μJ, following with a frequency of 198.5 kHz, were compressed using a compressor based on a pair of volumetric polarization-independent diffraction gratings operating at transmission, with an efficiency of ≈73%. A minimum duration of compressed pulses of 742 fs was achieved, while their maximum energy and peak power were 15.8 μJ and ≈13 MW, respectively (maximum average power - 3.14 W) at a central wavelength of 1.56 μm in a beam with a Gaussian profile and measured quality parameters = 1.58 and = 1.38. When pumped by pulses from an erbium fiber source of various durations, the SRS transformation of 1.56 μm → 1.71 μm was realized in a hollow revolver light guide with a core of 75 μm in diameter filled with molecular hydrogen. Pulses with a maximum energy of about 200 nJ at a wavelength of 1.71 μm were obtained. The developed ultrashort pulse source can be useful in creating advanced systems for precision processing of transparent materials, especially silicon, as well as for other applications that require high energy and peak power of ultrashort pulses.

Keywords: amplification of chirped pulses, erbium amplifier, femtosecond pulse, hollow fiber, stimulated Raman scattering.

Введение

К настоящему моменту удалось достичь существенного прогресса в вопросе повышения энергии и мощности волоконных лазерных источников ультракоротких импульсов (УКИ), работающих в разных диапазонах спектра [1, 2], что сделало возможным их применение в различных областях науки, промышленности и медицины. В частности, мощные волоконные источники УКИ используются для генерации суперконтинуума [1, 2], излучения терагерцового частотного диапазона [2, 3], нелинейной визуализации [2, 4], генерации гармоник высоких порядков [5, 6], а также в системах прецизионной

обработки материалов в условиях атермической абляции [1, 2, 7–9] и хирургии [2, 10, 11]. При этом фемтосекундные импульсы высокой пиковой мощности не заменимы для прецизионной микро- и нано-обработки прозрачных материалов в пятне жестко сфокусированного пучка дифракционно-ограниченного качества, что позволяет за счет комбинации различных нелинейных эффектов модифицировать структуру материала и, как следствие, его оптические свойства, такие как показатель преломления, пассивные потери и двулучепреломление, с высоким пространственным разрешением [12–14]. В частности, мощные источники УКИ на длине волны около 1,55 мкм идеально подходят для прецизионной обработки кремния [15, 16], что, в свою очередь, открывает новые возможности для развития интегральной кремниевой фотоники. Так, недавно в работе [16] была продемонстрирована запись волновода в толще кристалла кремния с изменением показателя преломления на уровне 10^{-4} при использовании импульсов эрбиевого волоконного источника длительностью 350 фс и энергией до 2 мкДж, следующих с частотой повторения 250 кГц.

В основе большинства мощных источников УКИ лежит концепция усиления chirпированных импульсов [1, 2, 8, 9, 11], которая предполагает снижение пиковой мощности усиливаемого импульса за счет существенного увеличения его длительности (т.е. стретчирования или растягивания импульса) до уровня $100 \text{ пс} \div 1 \text{ нс}$, с последующим их усилением в мощном (финальном) каскаде и сжатием с помощью объемных дифракционных решеток [9, 11, 17], комбинации дифракционных решеток и призм (Grism) [18, 19], chirпированной объемной брэгговской решетки [20] либо полого световода [21]. При этом создание эрбиевого волоконного источника УКИ фемтосекундной длительности с энергией на уровне 10 мкДж и пиковой мощностью порядка 10 МВт на длине волны около 1,55 мкм является непростой задачей, особенно в сравнении с иттербиевыми лазерными системами, излучающими вблизи 1 мкм, которые достаточно хорошо освоены и широко представлены на рынке.

Стоит отметить, что в процессе создания мощного эрбиевого волоконного источника УКИ на длине волны около 1,55 мкм возникает ряд серьезных трудностей. Так, нескомпенсированная дисперсия третьего порядка (β_3) в паре стретчер/компрессор [22, 23] совместно с ограниченной полосой усиления (“*gain narrowing effect*”), характерной

для эрбиевых активных световодов [24], приводят к искажению сжатого импульса и при этом ограничивают его длительность на уровне ~ 400 фс. Эта проблема лишь отчасти решается, например, путем предварительного формирования амплитудного и фазового профиля импульса в специальных модуляторах [17], а также использования световодов с отрицательной β_3 [23, 25, 26] либо нелинейно-чирпированной волоконной брэгговской решетки (ВБР) [27] для растягивания импульсов, что позволяет компенсировать положительную β_3 решеточного компрессора [18, 23, 28]. Кроме того, дисперсии второго (β_2) и третьего порядков в паре стретчер/компрессор могут дополнительно балансироваться посредством фазовой самомодуляции (ФСМ) в режиме усиления «кьюбикона», в котором нелинейная фаза усиливаемого импульса за счет повышенного действия ФСМ может существенно превосходить π (в работе [29] продемонстрирована величина нелинейной фазы импульса около 17π). Однако этот режим работы мощного усилителя наиболее ярко выражен в случае гладкого несимметричного спектра усиливаемых импульсов (по форме, напоминающей плавник акулы – “*shark-fin-shape*”) [1, 22, 29–32]. Иначе влияние ФСМ в мощном усилителе, приводящее к возникновению избыточной нелинейной фазы импульса (называемой также «*B-интеграл*») величиной более чем $\sim \pi$, способствует появлению дополнительной модуляции амплитуды и фазы, в результате чего снижается качество сжатых импульсов, что выражается в увеличении их длительности и появлении широкого пьедестала [22, 24, 26, 30, 32–35].

Таким образом, одной из ключевых задач в процессе создания мощного волоконного источника УКИ является разработка подходящего мощного (финального) волоконного усилителя, который должен совмещать в себе низкую нелинейность (за счет увеличения площади моды световода) и эффективную схему накачки (предпочтительна накачка многомодовыми диодами), а также обеспечивать приемлемые эффективность преобразования накачки в сигнал (~ 10 – 20%) и качество пучка ($M^2 < 1,5$).

На данный момент существуют два основных подхода к решению этой задачи. Один из них основан на использовании эрбиевых световодов с увеличенным полем моды (LMA-световод) и накачкой по сердцевине излучением рамановского лазера на длине волны $1,48$ мкм [9, 17, 35]. Другой предполагает использование эрбиевых LMA-

световодов с двойной оболочкой, сердцевина которых дополнительно легирована ионами иттербия (Er/Yb световод), с накачкой многомодовыми лазерными диодами на длине волны 976 нм посредством использования волоконных объединителей накачки и сигнала [25, 27]. Оба подхода позволяют реализовать генерацию УКИ фемтосекундной длительности с энергией ~ 10 мкДж на длине волны вблизи 1,55 мкм, однако каждый из них имеет свои недостатки. Так, использование рамановского лазера усложняет схему накачки и делает ее менее эффективной, тогда как для стабильной и эффективной работы Er/Yb усилителя и подавления нежелательной генерации иттербия в полосе 1,03–1,06 мкм требуется значительная входная мощность сигнала (средняя мощность ~ 100 –200 мВт), что приводит к снижению порога нелинейных эффектов и таким образом ограничивает выходную энергию и мощность усиленных импульсов.

Недавно для усиления узкополосных наносекундных импульсов был продемонстрирован мощный гибридный усилитель на основе соединенных последовательно эрбиевого и эрбий-иттербиевого LMA-световодов с двойной оболочкой, накачка которого осуществлялась многомодовыми лазерными диодами на длине волны 976 нм посредством волоконного объединителя накачки и сигнала [36]. При этом эрбиевый световод выполнял функцию предусилителя, тогда как основное усиление и, соответственно, рост энергии импульса происходят в эрбий-иттербиевом световоде. Эта схема использует преимущества как эрбиевого (низкая мощность насыщения по входному сигналу на уровне нескольких милливатт и высокий допустимый коэффициент усиления), так и иттербиевого (более высокая эффективность преобразования накачки в сигнал и короткая длина) световодов, что способствует существенному улучшению рабочих характеристик мощного усилителя. При этом оптимальные условия работы эрбий-иттербиевого световода длиной ~ 70 см обеспечиваются благодаря приемлемому уровню сигнала и мощности накачки на его входе за счет довольно низкого поглощения накачки (~ 1 –2 дБ/м) и высокого усиления (~ 20 дБ) в эрбиевом световоде. Стоит подчеркнуть, что данный подход перспективен для создания эффективных мощных источников УКИ в спектральном диапазоне вблизи 1,55 мкм.

Помимо других применений эрбиевые волоконные источники УКИ могут использоваться также для генерации мощных фемто-

секундных импульсов в спектральной полосе с центром около 1,7 мкм за счет различных нелинейных процессов, таких как самосдвиг частоты солитона в LMA-световоде [37] и четырехволновое смешение в световоде со смещенной дисперсией [38]. Стоит подчеркнуть, что источники УКИ в диапазоне длин волн вблизи 1,7 мкм привлекают к себе внимание благодаря перспективным применениям в различных областях, включая биофотонику [39], прецизионную хирургию глаза [40], газоанализ [41] и обработку полимерных материалов [7]. Однако создание мощных волоконных источников УКИ на длинах волн вблизи 1,7 мкм является довольно трудной задачей, поскольку традиционные лазерные активные среды на основе инверсии населенностей (это висмутовые [42] и тулиевые [43] активные световоды) в этой спектральной области показывают крайне низкую эффективность по сравнению с эрбиевыми и особенно иттербиевыми световодами в присущих им спектральных областях.

Еще одним перспективным способом генерации УКИ в диапазоне 1,7 мкм является ВКР преобразование 1,56 мкм \rightarrow 1,71 мкм на вращательных степенях свободы молекулярного водорода, заполняющего сердцевину полого световода [44]. Однако из-за влияния дисперсии и керровской нелинейности динамика ВКР в газонаполненных световодах с поллой сердцевиной существенно усложняется в случае накачки ультракороткими импульсами с широким спектром [45]. Более того, в случае преобразования импульсов накачки, длительность которых по порядку величины соответствует или короче времени дефазировки в газе T_2 ($T_2 = 131$ пс для молекулярного водорода (H_2) под давлением 50 атм [46]), ВКР переходит в нестационарный режим, при этом его динамика определяется не столько пиковой мощностью импульса, сколько его энергией [44, 45, 47], что также сопровождается снижением коэффициента комбинационного усиления и ростом порога ВКР. Эти особенности ВКР-преобразования затрудняют использование волоконных источников УКИ в качестве накачки таких ВКР генераторов.

В данной работе представлен волоконный источник ультракоротких импульсов с мощным гибридным усилителем на основе соединенных последовательно эрбиевого и эрбий-иттербиевого световодов с двойной оболочкой и увеличенным диаметром моды, а также реализовано нелинейное преобразование его частоты в газонаполненном

световоде с полой сердцевиной и оболочкой, сформированной одним рядом несоприкасающихся кварцевых капилляров (такие световоды названы револьверными [48]). Достигнута минимальная длительность сжатых импульсов 742 фс, при этом их максимальная энергия и пиковая мощность составили 15,8 мкДж и ≈ 13 МВт соответственно (максимальная средняя мощность – 3,14 Вт) на центральной длине волны около 1,56 мкм в пучке с гауссовым профилем и измеренными параметрами качества $M_x^2=1,58$ и $M_y^2=1,38$. При накачке импульсами эрбиевого волоконного источника различной длительности реализовано ВКР-преобразование 1,56 мкм \rightarrow 1,71 мкм в полном револьверном световоде с сердцевиной диаметром 75 мкм, заполненной молекулярным водородом под давлением 50 атм. Получены импульсы с максимальной энергией около 200 нДж на длине волны 1,71 мкм.

1. Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Стоит подчеркнуть, что мощный эрбиевый волоконный источник УКИ создан на основе концепции усиления чирпированных (т.е. растянутых во времени) импульсов и состоит из нескольких предварительных каскадов усиления и финального (мощного) усилителя. Импульсы длительностью 250 фс с гауссовым профилем огибающей и положительной частотной модуляцией (чирпом) с выхода задающего эрбиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод (частота повторения импульсов – 38,1 МГц; выходная средняя мощность – 9 мВт; минимальная длительность дечирпированных импульсов – 130 фс) [49] предварительно растягиваются до 6 пс в германо-силикатном световоде (концентрация оксида германия (GeO_2) в сердцевине диаметром $\approx 2,2$ мкм составляет около 30 мол.%) длиной 3 м с положительной дисперсией групповых скоростей (ДГС) $\beta_2 \approx +80$ пс²/км на длине волны 1,56 мкм, и затем проходят через волоконный ответвитель, сигнал с 10%-ного порта которого в дальнейшем используется для синхронизации акустооптического модулятора. Импульсы с 90%-ного порта ответвителя направляются в основной стретчер, состоящий из того же германо-силикатного световода в двухпроходной конфигурации, которая реализована за счет использования волоконного циркулятора (ЦИР) и зеркала Фарадея (ЗФ). В результате

суммарная длина световода-стретчера составляет $L_{str}=360$ м. Такая схема позволяет удвоить длину стретчера, а также частично компенсировать нерегулярное двулучепреломление, возникающее в процессе изготовления световодов данного типа, а именно одномодовых световодов с высокой концентрацией оксида германия в тонкой сердцевине [50]. Рассчитанная дисперсия третьего порядка в световоде-стретчере является отрицательной и составляет $\beta_3 \approx -0.1$ пс³/км на длине волны 1,56 мкм. При этом отрицательная β_3 , что немаловажно, предпочтительна в случае использования компрессора импульсов на основе пары объемных дифракционных решеток, который обладает положительной дисперсией третьего порядка [18, 23, 28]. Принимая во внимание умеренный уровень аттенюации в германо-силикатном световоде ($\alpha_{str} \approx 8,2$ дБ/км), а также незначительные потери, вносимые циркулятором (0,7 дБ) и зеркалом Фарадея (0,26 дБ), средняя мощность импульсов на выходе стретчера (порт 3 ЦИР) составляет 2,35 мВт.

Растянутые импульсы затем усиливались до средней мощности 170 мВт в эрбиевом световоде (Ег:световод#1) длиной 7 м [51] с накачкой по сердцевине непрерывным излучением лазерного диода ЛД#1 средней мощностью 665 мВт на длине волны 976 нм, которая вводилась при помощи гибридного волоконного мультиплексора (ВМ#1), включающего в себя также изолятор и 1%-ный контрольный выход, как показано на рис. 1. Усиленные импульсы направлялись в акустооптический модулятор (АОМ), который использовался для снижения частоты их повторения. Поляризационно-независимый АОМ обеспечивал контраст переключения потерь более 60 дБ, при этом минимальные вносимые потери в нем составляют 3,2 дБ. В результате частота повторения импульсов была уменьшена в 192 раза до 198,5 кГц, что соответствует периоду $T_{rep}=5,038$ мкс.

Поскольку средняя мощность импульсов, прошедших АОМ, слишком мала (≈ 377 мкВт) для эффективного насыщения мощного усилителя, то в схему источника был добавлен еще один каскад предварительного усиления на основе эрбиевого световода (Ег:световод#2) длиной 6 м с накачкой по сердцевине излучением лазерного диода ЛД#2 средней мощностью 77 мВт на длине волны 976 нм, которая вводилась при помощи гибридного волоконного мультиплексора (ВМ#2) с 2%-ным контрольным выходом. После прохождения изоляторов (ИЗО) и вспомогательного ответвителя

с 3%-ным портом контроля мощности импульсы с оптимальной средней мощностью 1,8 мВт поступали на вход мощного (финального) каскада усиления. Мощный усилитель состоял из соединенных последовательно эрбиевого (Er-LMA) и эрбий-иттербиевого (Er/Yb-LMA) LMA-световодов с двойной оболочкой длиной 2,5 и 0,7 м соответственно, с попутной накачкой двумя многомодовыми лазерными диодами (ММ ЛД) мощностью 27 Вт каждый и стабилизированной длиной волны 976 нм, вводимой при помощи волоконного объединителя сигнала и накачки (ВО). Длины эрбиевого и эрбий-иттербиевого световодов были подобраны экспериментально, исходя из необходимости соблюдения компромисса между повышением эффективности усилителя и снижением порога нелинейных эффектов (в основном ФСМ).

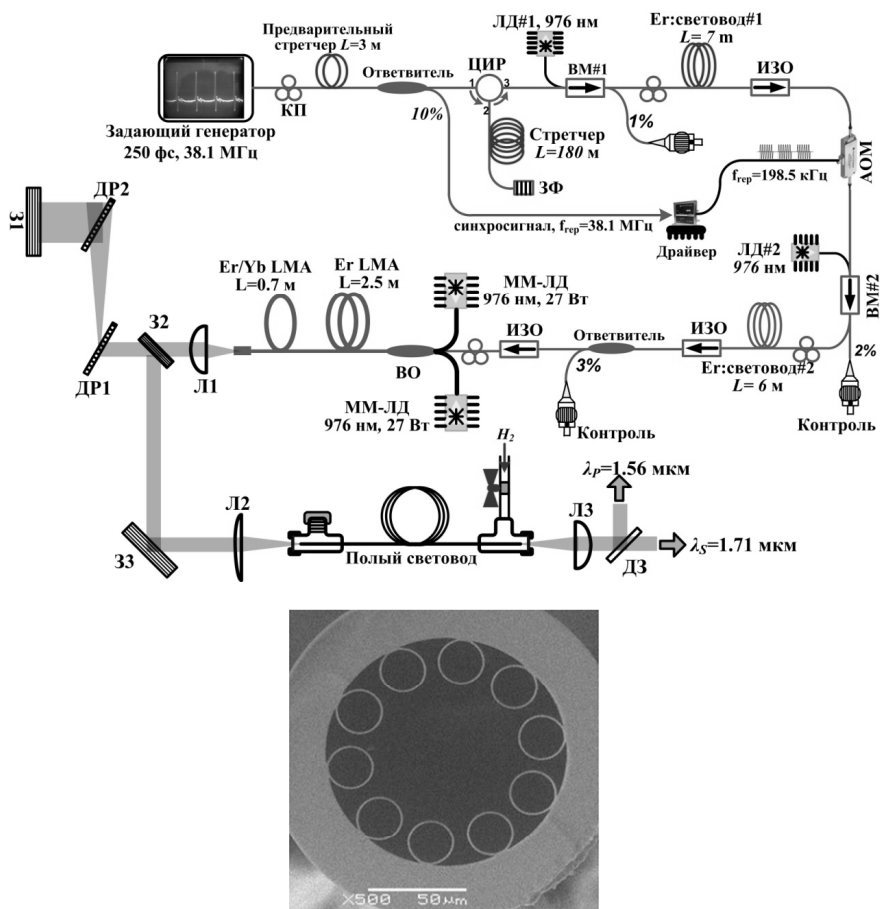


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (сверху) и изображение торца полого револьверного световода (снизу); КП – волоконный контроллер поляризации

Эрбиевый LMA-световод с двойной оболочкой, диаметр поля основной моды которого составляет около 25 мкм, обладает довольно слабым поглощением накачки на длине волны 976 нм ($\alpha_{Er} \approx 2$ дБ/м), которая распространяется по многомодовой оболочке, имеющей форму квадрата со стороной 115 мкм (при этом коэффициент поглощения в пике на длине волны 981 нм составляет 3 дБ/м) [52]. В свою очередь, коммерчески доступный эрбий-иттербиевый LMA-световод (Nufern LMA-EYDF-25-P1300-HE) с диаметром поля моды 18 мкм и длиной волны отсечки 3050 нм обеспечивает высокое поглощение многомодового излучения на длине волны 976 нм с коэффициентом $\alpha_{Er/Yb} = 14,3$ дБ/м [36].

Выходной конец Er/Yb-световода снабжен специальной наваркой из нелегированного кварцевого стекла с целью предотвращения обратных отражений, а также его повреждения мощным импульсным излучением. Для снижения тепловой нагрузки и улучшения качества пучка на выходе усилителя Er/Yb-световод наматывался на алюминиевый цилиндр диаметром 8 см.

Излучение с выхода мощного усилителя коллимировалось просветленной плоско-выпуклой линзой Л1 с фокусным расстоянием 25,4 мм и направлялось в компрессор импульсов, который состоял из пары высокоэффективных поляризационно-независимых дифракционных решеток ДР1 и ДР2 с плотностью штрихов 1000 мм^{-1} и двух высокоотражающих зеркал 31 и 32, при этом последнее располагалось чуть ниже уровня входного пучка и использовалось для вывода сжатых импульсов из компрессора. Эффективность дифракции на решетках превосходила 93 % на длине волны 1,56 мкм для любого состояния поляризации падающего излучения. Благодаря этому эффективность всего компрессора составила 73 %, что соответствует вносимым потерям $\approx 1,34$ дБ. В свою очередь, рассчитанные дисперсии второго и третьего порядков на длине волны 1,56 мкм составили $\beta_2 = -36,3 \text{ пс}^2/\text{м}$ и $\beta_3 = +0,34 \text{ пс}^3/\text{м}$. ДР2 помещалась на трансляционную подвижку с минимальным шагом 10 мкм для прецизионной настройки расстояния между решетками и, как следствие, минимизации длительности сжатых импульсов.

Сжатые импульсы вводились затем в микроструктурированный полый револьверный световод (ПВС) с оболочкой, сформированной одним рядом несоприкасающихся кварцевых капилляров [44, 48],

посредством плоско-выпуклой линзы Л2 с фокусным расстоянием 60 мм. Поперечное сечение световода показано на рис. 1. Полый световод длиной 2,8 м имел сердцевину диаметром 75 мкм, которая окружена 10 капиллярами с толщиной стенок 1,15 мкм. Рассчитанный диаметр основной моды в нем составил ≈ 55 мкм. Полый световод заполнялся молекулярным водородом (H_2) под давлением 50 атм для реализации ВКР преобразования 1,56 мкм \rightarrow 1,71 мкм на вращательных степенях свободы молекул водорода [44, 48]. Рассчитанная величина потерь для излучения основной моды составила 2,5 дБ/км на длине волны 1,56 мкм, которая находится недалеко от центра соответствующей зоны пропускания ПВС [47]. Более того, величина потерь, рассчитанная для излучения основной моды на смещенной в результате ВКР длине волны 1712 нм, не превосходила 4,3 дБ/км. Для удержания комбинационно-активного газа концы полого световода, сколотые под прямым углом, клеивались в герметичные кюветы, снабженные кварцевыми окошками. Сигнал на стоксовой длине волны 1712 нм отфильтровывался при помощи дихроичного зеркала ДЗ.

Полый световод упаковывался в защитный пластиковый кембрик и укладывался в кольца диаметром 35 см. Итоговое пропускание ПВС составило $\approx 79\%$ на длине волны 1,56 мкм.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Предварительные каскады мощного источника

Спектры импульсов на выходе задающего генератора (кривая 1), стретчера (кривая 2), а также предварительных каскадов усиления на основе Ег:световод#1 (кривая 3) и Ег:световод#2 (кривая 4) показаны на рис. 2, а. Видно, что спектры импульсов на выходе задающего генератора и волоконного стретчера практически идентичны друг другу, что свидетельствует о линейном режиме распространения УКИ в длинном германо-силикатном световоде-стретчере с существенным подавлением ФСМ. Однако вследствие ограниченной полосы усиления (т.е. эффекта “*gain narrowing effect*”) в эрбиевых активных световодах спектр импульсов последовательно сужался до ≈ 20 нм (по уровню – 3 дБ) при прохождении первого каскада предусиления и затем до ≈ 13 нм при прохождении второго, что, в свою очередь, приводило к последовательному укорочению соответствующих положительно-

чирпированных импульсов. Стоит также отметить, что длина эрбиевого световода второго предварительного каскада усиления (Ег:световод#2) была увеличена по сравнению с оптимальной величиной, которая составляет ≈ 3 м, в ущерб его эффективности. Это необходимо для подавления нежелательного сигнала усиленной спонтанной люминесценции (УСЛ) в спектральной полосе 1520–1550 нм (полоса “С”), который возникает в процессе усиления слабых импульсов с выхода АОМ и приводит к существенному снижению соотношения сигнал/шум (т.е. спектральному контрасту). В результате удастся избежать применения дополнительных спектральных фильтров, отсекающих сигнал УСЛ, непосредственно перед входом мощного усилителя. При этом кроме сужения спектра происходит смещение его максимума (т.е. центральной длины волны) с 1557 (на выходе первого предусилителя) до 1562 нм – на выходе второго.

Растягивание импульса с большой величиной линейного чирпа в световоде-стретчере предполагает реализацию дисперсионного преобразования Фурье (ДПФ – “*Dispersive Fourier Transformation*”), которое переносит оптический спектр растянутого импульса в его временное представление [54, 55]. Иными словами, медленно меняющаяся огибающая импульса $P(t)$ приобретает форму его спектральной плотности $S(\omega)$ при однозначно устанавливаемой посредством ДПФ связи между временем t и частотой ω . Таким образом, ДПФ позволяет однозначно расположить огибающие импульсов с выхода стретчера и первого предусилителя на временной шкале с учетом их измеренных спектров при условии достаточного разрешения и точности ДПФ. Для измерения огибающей импульса использовалась регистрирующая система с полосой около 29 ГГц на основе стробоскопического осциллографа (*PicoScope 9321-20*) и быстрого фотоприемника. Аппаратная функция регистрирующей системы, показанная на рис. 2, б, имеет измеренную ширину (по уровню мощности -3 дБ) $\tau_r=34,4\pm 0,2$ пс.

Оценка ошибки, вносимой ДПФ, $|\delta\lambda(t)|$ в случае суммарной дисперсии второго порядка волоконного стретчера $|D_2^{str}| = |\beta_2| \cdot L_{str} \approx 28,7$ пс², а также длительности импульса и средней длины волны его спектра на входе стретчера, которые составляют соответственно $\tau_p=6$ пс и $\lambda_0=\langle\lambda^{in}\rangle=1,57$ нм, согласно выражению $|\delta\lambda(t)| \approx \lambda_0^2 \cdot \tau_p / (2\pi c \cdot |\beta_2 \cdot L_{str}|)$ [55], дает величину $|\delta\lambda(t)| \approx 0,3$ нм, которая существенно меньше

ширины спектра как входного ($\Delta\lambda_0 \sim 30$ нм), так и прошедшего первый предварительный усилитель импульсов ($\Delta\lambda_1 \approx 20$ нм). Этот результат подтверждает высокую точность ДПФ. В свою очередь, спектральное разрешение ДПФ R_λ , рассчитанное согласно формуле $R_\lambda = \lambda_0^2 \cdot \tau_r / (2\pi c \cdot |\beta_2 \cdot L_{str}|)$, составляет $R_\lambda = 1,5$ нм, что также является вполне приемлемой величиной, поскольку удовлетворяет условию $R_\lambda \ll \Delta\lambda_0, \Delta\lambda_1$. Таким образом, представленные оценки однозначно свидетельствуют о применимости ДПФ в случае стретчирования и предварительного усиления импульсов.

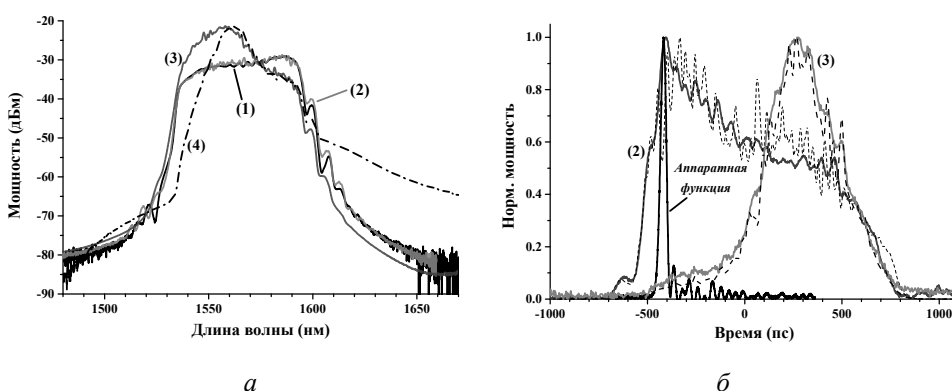


Рис. 2. Оптические спектры (а) и огибающие импульсов совместно с ДПФ-спектрами (пунктирные кривые) (б) на предварительных стадиях мощного эрбиевого источника

Учитывая, что существует однозначная связь между временем t и длиной волны λ , устанавливаемая посредством ДПФ $t = 2\pi c \cdot |D_2^{str}| \cdot (\lambda_0 - \lambda) / (\lambda_0 \cdot \lambda)$ ($\lambda_0 = \langle \lambda^{str} \rangle = 1,57$ нм – средняя длина волны импульса на выходе стретчера), которая относится как к растянутому, так и предварительно усиленному импульсам, можно расположить огибающие этих импульсов на временной шкале в соответствии с их оптическими спектрами, как показано на рис. 2, б. Как и ожидалось, наблюдается хорошее соответствие измеренных огибающих импульсов (сплошные кривые) и соответствующих ДПФ-спектров (пунктирные кривые), которые получены на основе измеренных оптических спектров импульсов (рис. 2, а), кроме наличия достаточно узких модуляционных пиков в ДПФ-спектрах, которые не разрешаются имеющейся регистрирующей аппаратурой с недостаточно широкой полосой. Этот результат свидетельствует, во-первых, о полностью

линейном режиме распространения импульса в световоде-стретчере и первом предварительном каскаде усиления с существенным подавлением нелинейных эффектов, а, во-вторых, подтверждает корректность величины дисперсии второго порядка световода-стретчера, рассчитанной на основе его измеренного профиля показателя преломления. Более того, видно, что импульс на выходе первого предварительного каскада усиления укорачивается и смещается в сторону задней части положительно-чирпированного растянутого импульса, что обусловлено преимущественным усилением коротковолновой части его широкого оптического спектра вследствие ограниченной полосы усиления эрбиевого световода предварительного каскада (т.е. эффекта “*gain narrowing*”). При этом узкие пики в оптическом спектре импульса с соответствующей модуляцией его огибающей, хорошо заметные на рис. 2, возникают в основном при распространении импульса в световоде-стретчере. В дальнейшем амплитуда этой модуляционной структуры возрастает в процессе усиления импульсов в мощном каскаде с возможным влиянием нелинейных эффектов, таких как ФСМ и четырехволнового смешения (ЧВС).

Вследствие сложной формы огибающей импульса на выходе стретчера его длительность оценивалась как среднеквадратичная ширина (т.е. дисперсия) статистического распределения переменной t с плотностью $P(t)$ как $\tau_p^{rms} = 2\sigma_t = 2 \cdot \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2} = 667$ пс. В отличие от растянутого импульса огибающая импульса на выходе первого предусилителя довольно качественно аппроксимируется функцией Гаусса, что дает его длительность (на полувысоте) $\tau_p^1 = 456$ пс.

2.2. Мощный усилитель и компрессор импульсов

Огибающие импульса и соответствующие оптические спектры при различной энергии импульсов на выходе мощного усилителя показаны на рис. 3. Среднеквадратичная длительность усиленных импульсов постепенно возрастает с 205 до 251 пс при увеличении их энергии с $E_p^{amp} = 1,2$ мкДж до максимального значения $E_p^{amp} = 21,9$ мкДж. Следует подчеркнуть, что дополнительное укорочение длительности усиленных импульсов возникает вследствие ограниченной полосы усиления мощного гибридного усилителя, что также сопровождается сужением оптического спектра (так $\Delta\lambda_{amp} \approx 10$ нм при $E_p^{amp} = 1,2$ мкДж).

При этом спектры усиленных импульсов содержат модуляционную структуру, размах которой возрастает с увеличением их энергии. Как будет показано далее, это приводит к заметному снижению качества сжатых импульсов.

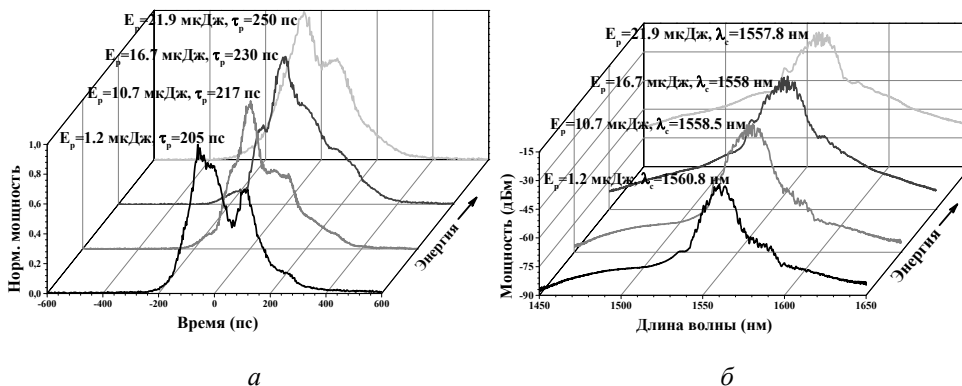


Рис. 3. Огибающие (а) и оптические спектры (б) импульсов на выходе мощного усилителя

Стоит подчеркнуть, что вопрос повышения эффективности мощного каскада усиления имеет большую важность при разработке мощных волоконных источников УКИ. В данном случае именно более высокая эффективность преобразования накачки в сигнал в коротком Er/Yb-световоде, являясь одним из преимуществ гибридной конфигурации мощного усилителя, позволяет достичь вполне конкурентно-способной дифференциальной эффективности $\eta_{\text{amp}} = (14,3 \pm 0,5)\%$. Максимальная средняя мощность усиленного сигнала достигает 4,34 Вт при введенной мощности диодной накачки 35,5 Вт (измеренной на выходе ВО), при этом 98 % всей энергии на периоде повторения сконцентрировано непосредственно в усиленном импульсе, что было подтверждено соответствующим измерением посредством интегрирующего фотоприемника.

Автокорреляционные функции (АКФ) интенсивности сжатых в решеточном компрессоре импульсов при различной энергии изображены на рис. 4. Энергия сжатых УКИ на выходе компрессора варьируется в пределах от 0,8 мкДж до максимального значения 15,8 мкДж при увеличении мощности диодной накачки, что соответствует изменению средней мощности в диапазоне 0,15–3,14 Вт. При этом длительность сжатых импульсов, которая вычисляется на

основе приближения измеренных АКФ функцией Гаусса, сокращается с 965 до минимального значения 742 фс, которое соответствует энергии 14,2 мкДж, и затем незначительно возрастает до 758 фс при максимальном уровне энергии.

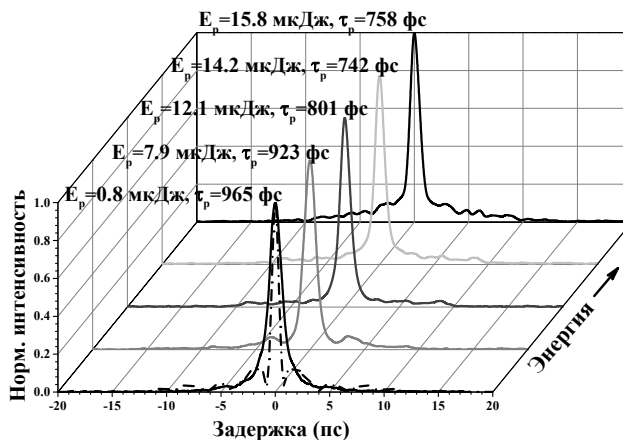


Рис. 4. АКФ интенсивности сжатых импульсов

Следует отметить, что оптимальное расстояние между дифракционными решетками компрессора, необходимое для достижения наименьшей длительности сжатого импульса, составляет $L_{DG}^{opt} \approx 75$ см, что соответствует величинам дисперсий второго и третьего порядков, вносимых компрессором $D_2^c \approx -27,3$ пс² и $D_3^c \approx +0,25$ пс³ соответственно, которые рассчитаны на длине волны $\lambda_0 = 1,56$ мкм. Таким образом, как и ожидалось, дисперсии второго порядка, вносимые волоконным стретчером ($D_2^{str} = +28,7$ пс²) и решеточным компрессором, уравниваются друг друга в окрестности центральной длины волны спектра импульсов вблизи λ_0 . Однако отрицательная дисперсия третьего порядка, вносимая волоконным стретчером ($D_3^{str} = -0,04$ пс³), слишком мала, чтобы скомпенсировать большую положительную дисперсию третьего порядка, вносимую компрессором. Это обстоятельство значительно сужает интервал длин волн, в котором спектральная фаза сжатого импульса является плоской.

Именно существенная разность дисперсий третьего порядка, вносимых волоконным стретчером и решеточным компрессором, ограничивает длительность сжатых УКИ и препятствует, таким

образом, получению более коротких импульсов в созданном источнике. Чтобы оценить минимально возможную длительность УКИ, сжимаемых идеальным компрессором с полной компенсацией спектральной фазы импульса, было выполнено быстрое преобразование Фурье (БПФ) экспериментальных спектров, изображенных на рис. 3, б. В результате этой процедуры, которая обратна Фурье-спектрометрии, и в соответствии с теоремой Винера – Хинчина получены АКФ интенсивности спектрально-ограниченных импульсов. При этом их длительность, которая вычислялась на основе приближения рассчитанных АКФ функцией Гаусса, монотонно уменьшается с 520 до 370 фс во всем диапазоне энергий, что примерно в 2 раза меньше соответствующих экспериментальных значений. Таким образом, для сокращения длительности сжатых импульсов необходимо использовать световод-стретчер с большой отрицательной дисперсией третьего порядка на уровне $\beta_3 \sim -1$ пс³/км (например, световод с тройной оболочкой, как в работах [23, 26]), что, в свою очередь, позволит скомпенсировать большую отрицательную дисперсию третьего порядка, вносимую решеточным компрессором, вдоль всего спектра УКИ. Более того, согласно расчетам АКФ интенсивности спектрально-ограниченных импульсов, одна из которых показана на рис. 4 (штрихпунктирная кривая), пьедестал в АКФ сжатых импульсов в основном обусловлен модуляционной структурой в его спектре, которая, как уже упоминалось выше, возникает в предварительных каскадах мощного источника и не связан с влиянием ФСМ в мощном усилителе, по крайней мере, на малых и средних уровнях энергии сжатых УКИ.

Монотонное уменьшение ширины как измеренных, так и рассчитанных АКФ с ростом энергии УКИ может быть обусловлено ослаблением влияния эффекта “*gain-narrowing*” в мощном усилителе при возрастании мощности накачки (и интегрального усиления), что связано с зависимостью формы спектра усиления в эрбиевых световодах от уровня накачки [24, 56]. С целью проверки этого предположения были измерены спектры усиления мощного каскада при различной мощности накачки с использованием в качестве входного сигнала непрерывного излучения источника УСЛ средней мощностью 4,5 мВт и гладким спектром шириной около 21 нм (по уровню мощности -3 дБ) с центром на длине волны 1550 нм. Нормированные спектры усиления в случае мощности накачки $P_p=6,7$ Вт,

которая соответствует интегральному коэффициенту усиления $G \approx 67$ (кривая 1), и $P_p = 22,2$ Вт, что соответствует $G \approx 636$ (кривая 2), а также спектр входного сигнала изображены на рис. 5.

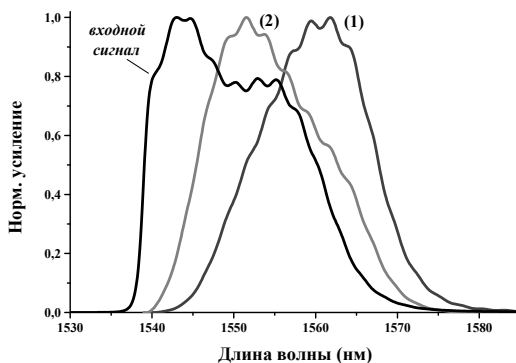


Рис. 5. Нормированные спектры усиления мощного каскада. $G = 67$ (1); $G = 636$ (2)

Помимо смещения максимума спектра усиления в коротковолновую область (с 1560 до 1551 нм) с ростом интегрального усиления наблюдается заметная асимметрия спектра 2 с растянутым длинноволновым крылом [56]. При этом ширина спектра усиления, рассчитанная, исходя из его аппроксимации, функцией Гаусса, несколько возрастает с $\Delta\lambda_G^{(1)} = (15,9 \pm 0,1)$ до $\Delta\lambda_G^{(2)} = (17,0 \pm 0,1)$ нм в диапазоне мощностей накачки $P_p = 6,7 \dots 22,2$ Вт. Уширение спектра усиления, а также появление заметной асимметрии способствуют ослаблению эффекта “*gain-narrowing*” в мощном усилителе с ростом мощности накачки, что и приводит к сокращению длительности УКИ на выходе компрессора. Стоит также отметить, что асимметричный спектр усиления мощного каскада способствует реализации режима усиления “*кьюбикона*” в условиях повышенного влияния ФСМ с дальнейшим улучшением качества сжатых импульсов [1, 22, 29–32].

Для того чтобы оценить влияние ФСМ в процессе усиления импульсов в мощном каскаде, была проанализирована эволюция характеристик УКИ с ростом их энергии, включая долю энергии η_p (1), которая содержится в сжатом пике, пиковую мощность сжатого импульса (2), рассчитанную с учетом η_p , а также эффективную величину *B-интеграла* (3), как показано на рис. 6. При этом *B-интеграл*, который эквивалентен максимальному фазовому сдвигу за счет ФСМ, который

приобретается импульсом при прохождении мощного волоконного усилителя с интегральным коэффициентом усиления G , эффективным коэффициентом нелинейности $\gamma=0,36$ (Вт·км)⁻¹ и длиной $L_{amp}=3,2$ м, а также при входной пиковой мощности $P_0=30$ Вт, определяется как $B = \Phi_{SPM}^{max} \approx \gamma \cdot P_0 \cdot L_{amp} \cdot (G-1) / \ln G$. Исходя из рис. 6, наблюдается линейный рост B -интеграла во всем диапазоне энергий сжатого импульса, при этом его пиковая мощность монотонно возрастает, достигая максимального значения $P_{peak}^{max} \approx 13$ МВт при соответствующих энергии $E_p^c=14,2$ мкДж и величине B -интеграла $\approx 9,4$ (3 π), после чего она начинает снижаться в результате резкого уменьшения η_p и роста длительности, т.е. ухудшения качества сжатого импульса.

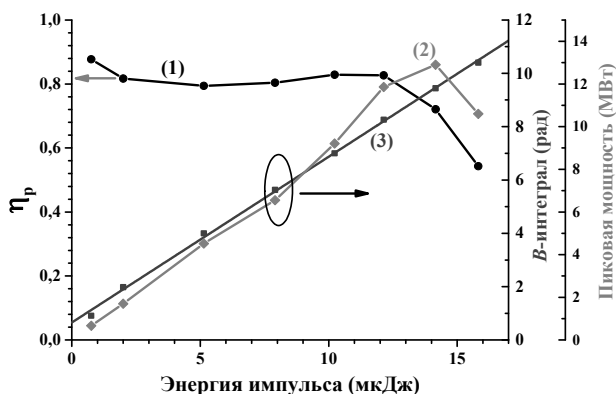


Рис. 6. Доля энергии в сжатом пике η_p (1), пиковая мощность (2) и B -интеграл (3) в зависимости от энергии сжатых импульсов

Эти характерные особенности однозначно свидетельствуют о существенном росте влияния ФСМ в процессе усиления УКИ, который сопровождается переходом мощного усилителя в нелинейный режим работы, что происходит при $B_{max} \approx 8,3$ (2,6 π) и соответствующей энергии сжатого импульса около 12 мкДж. Более того, ФСМ приводит к появлению характерных крыльев в спектре УКИ, а также заметному росту пьедестала АКФ сжатых импульсов при $B \geq B_{max}$, как следует из рис. 3, б, и 4 (при этом энергия импульса на выходе мощного усилителя превосходит $E_p^{amp} \geq 16,7$ мкДж).

Параметр качества пучка M^2 на выходе компрессора измерялся с помощью анализатора пучков *Thorlabs M2MS-BP209IR/M* при макси-

мальной энергии импульсов. Результаты этого измерения, а также изображение профиля пучка, полученное с помощью *CCD*-камеры, показаны на рис. 7.

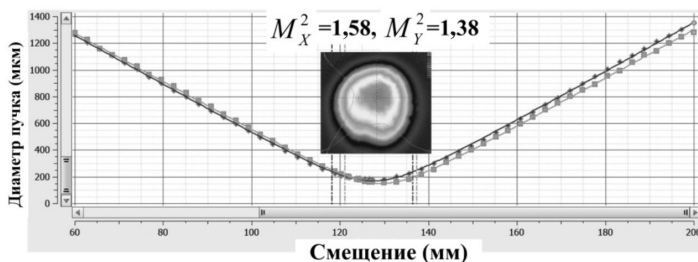


Рис. 7. Результаты измерения параметра качества пучка M^2 на выходе компрессора импульсов, а также изображение его профиля

Согласно измерениям ($M_x^2 = 1,58$, $M_y^2 = 1,38$), качество пучка на выходе компрессора импульсов хотя и не является идеальным, но вполне приемлемо, при этом параметры M^2 , соответствующие двум перпендикулярным направлениям X и Y , несколько отличаются друг от друга. Такие результаты в основном связаны с неодномодовым характером распространения излучения в Er/Yb -световоде мощного гибридного усилителя, а также астигматичными искажениями пучка, которые имеют место в крупноразмерном компрессоре импульсов с большими расстояниями между дифракционными решетками, когда дифракцией пучка при распространении в нем уже пренебречь нельзя [57, 58].

2.3. ВКР-преобразование 1,56 → 1,71 мкм в полном револьверном световоде, заполненном водородом

На рис. 8 представлен спектр излучения на выходе полого револьверного световода, заполненного водородом (H_2) под давлением 50 атм., при различной длительности импульсов широкополосной накачки на длине волны 1,56 мкм, энергия которых составляет ≈ 12 мкДж в сердцевине световода. Помимо сигнала накачки на длине волны 1,56 мкм в спектре также наблюдаются стоксовая компонента (S) с длиной волны около 1,71 мкм и антистоксовая компонента (AS) с длиной волны вблизи 1,42 мкм. В результате максимизации сигнала на стоксовой длине волны за счет настройки состояния поляризации накачки (циркулярная поляризация накачки оптимальна

для реализации ВКР на вращательных степенях свободы молекул (водорода) получены импульсы с энергией $E_S \approx 200$ нДж и соответствующей средней мощностью $P_S^{av} \approx 40$ мВт на стоксовой длине волны $\lambda_S \approx 1712$ нм в случае положительно-чирпированных импульсов накачки длительностью $\tau_p^{pump} = 13$ пс (кривая 1), что соответствует эффективности ВКР-преобразования около 2%. При этом очевидно, что генерация стоксовых импульсов происходит вблизи порога ВКР, который определяется 1%-ным уровнем эффективности. Тем не менее, несмотря на довольно низкую эффективность нестационарного ВКР-преобразования в данном случае, энергия УКИ на длине волны вблизи 1,7 мкм существенно превосходит величины, полученные ранее в волоконных схемах на основе самосдвига частоты солитона [37] и четырехволнового смещения [38]. При этом в случае использования более коротких импульсов накачки длительностью $\tau_p^{pump} \approx 0,76$ пс (кривая 2) обнаружено существенное подавление стоксового сигнала ниже порогового уровня с одновременным уширением крыльев спектра УКИ накачки за счет ФСМ. Похожее поведение наблюдалось и в случае однокаскадного ВКР-преобразования 1,56 мкм \rightarrow 2,84 мкм на колебаниях молекул метана в том же полем световоде при его накачке широкополосными чирпированными импульсами эрбиевого волоконного источника [47], а также двухкаскадного ВКР-преобразования 1,03 \rightarrow 1,49 \rightarrow 2,68 мкм в дейтерии с последующей генерацией многозонного суперконтинуума [59, 60]. Таким образом, деградация эффективности ВКР-преобразования при уменьшении длительности УКИ широкополосной накачки обусловлена в основном переходом ВКР в нестационарный режим, что реализуется, если длительность импульсов накачки по порядку величины соответствует или короче времени дефазировки в газе T_2 [44, 45, 47]. Более того, вследствие сложного параметрического взаимодействия стоксового и антистоксового импульсов с импульсом накачки за счет четырехволнового смещения (ЧВС) совместное действие таких нелинейных эффектов, как ФСМ и ЧВС в газонаполненном световоде, существенно влияет на динамику ВКР, что также ограничивает эффективность преобразования [47]. Исходя из экспериментальных результатов данной работы, а также результатов, полученных ранее, можно заключить, что эффективность ВКР-преобразования в нестационарном режиме можно повысить благодаря использованию положительно-чирпированных

импульсов широкополосной накачки увеличенной длительности, при этом импульсы на стоксовой длине волны, которые имеют тот же линейный чирп, воспроизводящийся в процессе ВКР, могут быть в дальнейшем сжаты внешним компрессором.

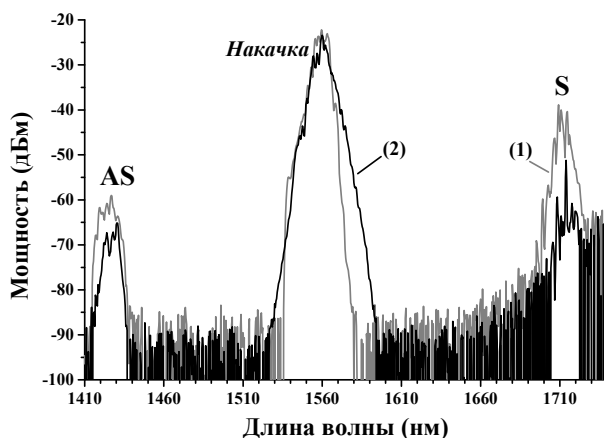


Рис. 8. Спектры излучения на выходе полого револьверного световода, заполненного молекулярным водородом под давлением 50 атм., при различной длительности импульсов накачки на длине волны 1,56 мкм

Заключение

Создан волоконный источник ультракоротких импульсов (УКИ) с мощным гибридным усилителем на основе соединенных последовательно эрбиевого и эрбий-иттербиевого световодов с двойной оболочкой и увеличенным диаметром моды, накачка которого осуществлялась многомодовыми лазерными диодами на длине волны 976 нм, а также реализовано нелинейное преобразование его частоты в газонаполненном полом револьверном световоде с оболочкой, сформированной одним рядом несоприкасающихся кварцевых капилляров.

Достигнута минимальная длительность сжатых импульсов 742 фс, при этом их максимальная энергия и пиковая мощность составили 15,8 мкДж и ≈ 13 МВт соответственно (максимальная средняя мощность – 3,14 Вт) на центральной длине волны 1,56 мкм в пучке с гауссовым профилем и измеренными параметрами качества $M_x^2 = 1,58$ и $M_y^2 = 1,38$.

Показано, что минимальная длительность УКИ ограничена нескомпенсированной дисперсией третьего порядка в паре волоконный

стретчер/решеточный компрессор, при этом пьедестал сжатых импульсов в основном связан с наличием модуляционной структуры в их спектре, которая возникает в предварительных каскадах источника и развивается в мощном усилителе.

При накачке импульсами эрбиевого волоконного источника различной длительности реализовано ВКР-преобразование $1,56 \rightarrow 1,71$ мкм в полном револьверном световоде с сердцевиной диаметром 75 мкм, заполненной молекулярным водородом под давлением 50 атм. Получены импульсы с максимальной энергией около 200 нДж на длине волны 1,71 мкм. Разработанный источник УКИ может быть полезен при создании перспективных систем прецизионной обработки прозрачных материалов, в особенности кремния, а также для других применений, в которых требуются высокая энергия и пиковая мощность импульсов ультракороткой длительности.

Благодарности

Авторы выражают глубокую признательность К.К. Бобкову (ИОФ РАН) и Д.С. Черных (ФИАН) за помощь в создании мощного эрбиевого источника УКИ и измерении его характеристик. Авторы также благодарят сотрудников УНУ «Волокно» ФИЦ ИОФ РАН за изготовление и измерение параметров световода с поллой сердцевиной.

Список литературы

1. Zhao W., Hu X., Wang Y. Femtosecond-pulse fiber based amplification techniques and their applications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2014. – Vol. 20, № 5. – P. 512–524.
2. Generation, optimization, and application of ultrashort femtosecond pulse in mode-locked fiber lasers / Y. Han, Y. Guo, B. Gao, C. Ma, R. Zhang, H. Zhang // Progress in Quantum Electronics. – 2020. – Vol. 71. – P. 100264.
3. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer / D. Stehr, C.M. Morris, C. Schmidt, M.S. Sherwin // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35, № 22. – P. 3799–3801.
4. Multimodal imaging platform for optical virtual skin biopsy enabled by a fiber-based two-color ultrafast laser source / H.-Y. Chung, R. Greinert, F.X. Kartner, G. Chang // Biomed. Optics Express. – 2019. – Vol. 10, № 2. – P. 514–525.

5. Miniature fiber-optic multiphoton microscopy system using frequency-doubled femtosecond Er-doped fiber laser / L. Huang, A.K. Mills, Y. Zhao, D.J. Jones, S. Tang // *Biomed. Optics Express*. – 2016. – Vol. 7, № 5. – P. 1948–1956.

6. Macklin J.J., Kmetec J.D., Gordon C.L. High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – Vol. 70, № 6. – P. 766–769.

7. Sugioka K., Cheng Y. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing // *Light Sci. Appl.* – 2014. – Vol. 3, № 4. – P. e149.

8. Ultrafast fiber laser platform for advanced materials processing / M. Mielke, D. Gaudiosi, K. Kim, M. Greenberg, X. Gu, R. Cline, X. Peng, M. Slovick, N. Allen, M. Manning, M. Ferrel, N. Prachayaamorn, S. Sapers // *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*. – 2010. – Vol. 5. – P. 53–58.

9. Pulse and amplifier dynamics in high energy fiber optic ultrashort pulse laser systems / M. Mielke, D. Gaudiosi, K. Kim, T. Yilmaz, M. Greenberg, S. Tong, X. Gu, M. Geusen, R. Cline, M. Slovick, N. Allen, M. Manning, B. Schuler, S. Sapers // *Proc. of SPIE*. – 2009. – Vol. 7214.

10. Femtosecond laser bone ablation with a high repetition rate fiber laser source / L.J. Mortensen, C. Alt, R. Turcotte, M. Masek, T.-M. Liu, D.C. Côté, C. Xu, G. Intini, C.P. Lin // *Biomed. Optics Express*. – 2014. – Vol. 6, № 1. – P. 32–42.

11. Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications / F. Morin, F. Druon, M. Hanna, P. Georges // *Optics Letters* – 2009. – Vol. 34, № 13. – P. 1991–1993.

12. Streltsov A.M., Borrelli N.F. Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 2002. – Vol. 19, № 10. – P. 2496–2504.

13. Bricchi E., Klappauf B.G., Kazansky P.G. Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, № 1. – P. 119–121.

14. Ultrafast laser processing of materials: from science to industry / M. Malinauskas, A. Žukauskas, S. Hasegawa, Y. Hayasaki, V. Mizeikis, R. Buividas, S. Juodkasis // *Light: Science & Applications*. – 2016. – Vol. 5, № 8. – P. e16133.

15. In-volume structuring of silicon using picosecond laser pulses / H. Kammer, G. Matthaus, S. Nolte, M. Chanal, O. Uteza, D. Grojo // *Applied Physics A*. – 2018. – Vol. 124, № 4. – P. 302.

16. Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon / I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnali, Ö. Yavuz, F. Ö. Ilday // *Optics Letters*. – 2017. – Vol. 42, № 15. – P. 3028–3031.

17. Monolithic fiber chirped pulse amplification system for millijoule femtosecond pulse generation at 1.55 μm / X. Peng, K. Kim, M. Mielke, S. Jennings, G. Masor, D. Stohl, A. Chavez-Pirson, D.T. Nguyen, D. Rhonehouse, J. Zong, D. Churin, N. Peyghambarian // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, № 3. – P. 2459–2464.

18. Kane S., Squier J. Grating compensation of third-order material dispersion in the normal dispersion regime: sub-100-fs chirped-pulse amplification using a fiber stretcher and grating-pair compressor // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1995. – Vol. 31, № 11. – P. 2052–2057.

19. Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor / L. Kuznetsova, F.W. Wise, S. Kane, J. Squier // *Appl. Phys. B*. – 2007. – Vol. 88, № 4. – P. 515–518.

20. High-power all-fiber femtosecond chirped pulse amplification based on dispersive wave and chirped-volume Bragg grating / R. Sun, D. Jin, F. Tan, S. Wei, C. Hong, J. Xu, J. Liu, P. Wang // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24, № 20. – P. 22806–22812.

21. High peak-power monolithic femtosecond ytterbium fiber chirped pulse amplifier with a spliced-on hollow core fiber compressor / A.J. Verhoef, K. Jespersen, T.V. Andersen, L. Grüner-Nielsen, T. Flöry, L. Zhu, A. Baltuška, A. Fernández // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, № 14. – P. 16759–16766.

22. Shah L., Fermann M. High-power ultrashort-pulse fiber amplifiers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2007. – Vol. 13, № 3. – P. 552–558.

23. Triple-clad optical fibre for pulse stretching / K.K. Bobkov, A.E. Levchenko, M.Yu. Salganskii, D.V. Ganin, A.D. Lyashedko, D.V. Khudyakov, M.E. Likhachev // *Quantum Electronics*. – 2021. – Vol. 51, № 10. – P. 894–900.

24. Fiber-lasers for ultrafast optics / M.E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, D. Harter // *Appl. Phys. B*. – 1997. – Vol. 65, № 2. – P. 259–275.

25. Er-fiber laser enabled, energy scalable femtosecond source tunable from 1.3 to 1.7 μm / H.-Y. Chung, W. Liu, Q. Cao, F.X. Kartner, G. Chang // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25, № 14. – P. 15760–15771.

26. All-fiber chirped-pulse amplifier emitting 670 fs pulses with 92 MW peak power / K.K. Bobkov, D.S. Lipatov, M.Yu. Salgansky,

A.N. Guryanov, M.M. Bubnov, and M.E. Likhachev // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2022. – Vol. 34, № 18. – P. 977–980.

27. Imeshev G., Hartl I., Fermann M.E. Chirped pulse amplification with a nonlinearly chirped fiber Bragg grating matched to the Treacy compressor // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, № 7. – P. 679–681.

28. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1969. – Vol. 5, № 9. – P. 454–458.

29. Kuznetsova L., Wise F.W. Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, № 18. – P. 2671–2673.

30. Galvanauskas A. Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems // *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2001. – Vol. 7, № 4. – P. 504–517.

31. High energy femtosecond Yb cubicon fiber Amplifier / L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G.C. Cho, M.E. Fermann // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13, № 12. – P. 4717–4722.

32. Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber Amplifiers / S. Zhou, L. Kuznetsova, A. Chong, F.W. Wise // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13, № 13. – P. 4869–4877.

33. Perry M.D., Ditmire T., Stuart B.C. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification // *Optics Letters* – 1994. – Vol. 19, № 24. – P. 2149–2151.

34. The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems / D.N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, A. Tunnermann // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16, № 14. – P. 10664–10674.

35. Large-mode-area Er-doped fiber chirped-pulse amplification system for high-energy sub-picosecond pulses at 1.55 μm / T. Yilmaz, L. Vaissie, M. Akbulut, D.M. Gaudiosi, L. Collura, T.J. Booth, J.C. Jasapara, M.J. Andrejco, A.D. Yablon, C. Headley, D.J. DiGiovanni // *Proc. SPIE*. – 2008. – Vol. 6873. – P. 68731I.

36. Highly efficient 3.7 kW peak-power single-frequency combined Er/Er-Yb fiber Amplifier / M.M. Khudyakov, D.S. Lipatov, A.N. Gur'yanov, M.M. Bubnov, M.E. Likhachev // *Optics Letters*. – 2020. – Vol. 45, № 7. – P. 1782–1785.

37. In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain / N.G. Horton, K. Wang, D. Kobat, C.G. Clark, F.W. Wise, C.B. Schaffer, C. Xu // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7, № 3. – P. 205–209.

38. All-fiber high-power 1700 nm femtosecond laser based on optical parametric chirped-pulse amplification / Y. Qin, O. Batjargal, B. Cromeey, K. Kieu // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28, № 2. – P. 2317–2325.
39. Deep-brain 2-photon fluorescence microscopy in vivo excited at the 1700 nm window / H. Cheng, S. Tong, X. Deng, H. Liu, Y. Du, C. He // *Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 44, № 17. – P. 4432–4435.
40. Wavelength optimization in femtosecond laser corneal surgery / C. Crotti, F. Deloison, F. Alahyane, F. Aptel, L. Kowalczyk, J.M. Legeais, D.A. Peyrot, M. Savoldelli, K. Plamann // *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* – 2013. – Vol. 54, № 5. – P. 3340–3349.
41. High peak-power and narrow-linewidth all-fiber Raman nanosecond laser in 1.65 μm waveband / T. Yin, Z. Qi, F. Chen, Y. Song, S. He // *Opt. Express*. – 2020. – Vol. 28, № 5. – P. 7175–7181.
42. NALM-based bismuth-doped fiber laser at 1.7 μm / A. Khagai, M. Melkumov, K. Riumkin, V. Khopin, S. Firstov, E. Dianov // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43, № 5. – P. 1127–1130.
43. 1.7 μm figure-9 Tm-doped ultrafast fiber laser / Z.-W. Lin, J.-X. Chen, T.-J. Li, Z.-Y. Zhan, M. Liu, C. Li, A.-P. Luo, P. Zhou, W.-C. Xu, Z.-C. Luo // *Optics Express*. – 2022. – Vol. 30, № 18. – P. 32347–32354.
44. Revolver hollow core optical fibers / I.A. Bufetov, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, A.V. Gladyshev, A.N. Kolyadin, A.A. Krylov, Y.P. Yatsenko, A.S. Biriukov // *Fibers*. – 2018. – Vol. 6, № 2. – P. 39.
45. Spence D.J. Spectral effects of stimulated Raman scattering in crystals // *Progress in Quantum Electronics*. – 2017. – Vol. 51. – P. 1–45.
46. Ottusch J.J., Rockwell D.A. Measurement of Raman gain coefficients of hydrogen, deuterium, and methane // *IEEE Journal of Quant. Electr.* – 1988. – Vol. 24, № 10. – P. 2076–2080.
47. A picosecond Raman fiber-optic laser with a wavelength of 2.84 μm / A.A. Krylov, A.V. Gladyshev, A.K. Senatorov, Yu.P. Yatsenko, A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, M.M. Khudyakov, M.E. Likhachev, I.A. Bufetov // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. – 2022. – Vol. 49, № 1. – P. S7–S20.
48. Efficient 1.9- μm Raman generation in a hydrogen-filled hollow-core fibre / A.V. Gladyshev, A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, Yu.P. Yatsenko, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, I.A. Bufetov, E.M. Dianov // *Quantum Electronics* – 2015. – Vol. 45, № 9. – P. 807–812.
49. Leonov S.O., Voropaev V.S., Krylov A.A. Pump- and temperature-induced repetition frequency response study in hybrid mode-locked er-

bium fiber laser with distributed polarizer // *Applied Physics B.* – 2019. – Vol. 125, № 3. – P. 39.

50. Fleming J.W. Dispersion in GeO₂–SiO₂ glasses // *Applied Optics.* – 1984. – Vol. 23, № 24. – P. 4486–4493.

51. Fibre-optic 100 fs pulse amplification and transmission system in the telecom range / A.A. Krylov, S.G. Sazonkin, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, A.N. Kolyadin, I.A. Bufetov // *Quantum Electron.* – 2018. – Vol. 48, № 7. – P. 589–595.

52. Submicrojoule femtosecond erbium-doped fibre laser for the generation of dispersive waves at submicron wavelengths / L.V. Kotov, M.Yu. Koptev, E.A. Anashkina, S.V. Muravyev, A.V. Andrianov, M.M. Bubnov, A.D. Ignat'ev, D.S. Lipatov, A.N. Gur'yanov, M.E. Likhachev, A.V. Kim // *Quantum Electronics.* – 2014. – Vol. 44, № 5. – P. 458–464.

53. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses / E.T.J. Nibbering, G. Grillon, M.A. Franco, B.S. Prade, A. Mysyrowicz // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1997. – Vol. 14, № 3. – P. 650–660.

54. Goda K., Jalali B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements // *Nature Photonics.* – 2013. – Vol. 7, № 2. – P. 102–112.

55. Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers / A.F.J. Runge, C. Aguergaray, N.G.R. Broderick, M. Erkintalo // *Optics Letters.* – 2013. – Vol. 38, № 21. – P. 4327–4330.

56. Fermann M.E., Hartl I. Ultrafast fiber laser technology // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2009. – Vol. 15, № 1. – P. 191–206.

57. Martinez O.E. Grating and prism compressors in the case of finite beam size // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1986. – Vol. 3, № 7. – P. 929–934.

58. Simulation of grating compressor misalignment tolerances and mitigation strategies for chirped-pulse-amplification systems of varying bandwidths and beam sizes / B. Webb, M.J. Guardalben, C. Dorrer, S. Bucht, J. Bromage // *Applied Optics.* – 2019. – Vol. 58, № 2. – P. 234–243.

59. Mid-infrared 10-μJ-level sub-picosecond pulse generation via stimulated Raman scattering in a gas-filled revolver fiber / A. Gladyshev, Y. Yatsenko, A. Kolyadin, V. Kompanets, I. Bufetov // *Opt. Materials Express.* – 2020. – Vol. 10, № 12. – P. 3081–3089.

60. Visible to mid-infrared supercontinuum initiated by stimulated Raman scattering of 1.03 μm ultrashort pulses in a gas-filled silica fiber / A. Gladyshev, Y. Yatsenko, A. Kolyadin, I. Bufetov // *Photonics.* – 2022. – Vol. 9, № 12. – P. 997.

References

1. Zhao W., Hu X., Wang Y. Femtosecond-pulse fiber based amplification techniques and their applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2014, vol. 20, no. 5, pp. 512-524.
2. Han Y., Guo Y., Gao B., Ma C., Zhang R., Zhang H. Generation, optimization, and application of ultrashort femtosecond pulse in mode-locked fiber lasers. *Progress in Quantum Electronics*, 2020, vol. 71, p. 100264.
3. Stehr D., Morris C.M., Schmidt C., Sherwin M.S. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer. *Opt. Lett.*, 2010, vol. 35, no. 22, pp. 3799-3801.
4. Chung H.-Y., Greinert R., Kartner F.X., Chang G. Multimodal imaging platform for optical virtual skin biopsy enabled by a fiber-based two-color ultrafast laser source. *Biomed. Optics Express*, 2019, vol. 10, no. 2, pp. 514-525.
5. Huang L., Mills A.K., Zhao Y., Jones D.J., Tang S. Miniature fiber-optic multiphoton microscopy system using frequency-doubled femtosecond Er-doped fiber laser. *Biomed. Optics Express*, 2016, vol. 7, no. 5, pp. 1948-1956.
6. Macklin J.J., Kmetec J.D., Gordon C.L. High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, vol. 70, no. 6, pp. 766-769.
7. Sugioka K., Cheng Y. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing. *Light Sci. Appl.*, 2014, vol. 3, no. 4, p. e149.
8. Mielke M., Gaudiosi D., Kim K., Greenberg M., Gu X., Cline R., Peng X., Slovick M., Allen N., Manning M., Ferrel M., Prachayaamorn N., Sapers S. Ultrafast fiber laser platform for advanced materials processing. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, 2010, vol. 5, pp. 53-58.
9. Mielke M., Gaudiosi D., Kim K., Yilmaz T., Greenberg M., Tong S., Gu X., Geusen M., Cline R., Slovick M., Allen N., Manning M., Schuler B., Sapers S. Pulse and amplifier dynamics in high energy fiber optic ultrashort pulse laser systems. *Proc. of SPIE*, 2009, vol. 7214.
10. Mortensen L.J., Alt C., Turcotte R., Masek M., Liu T.-M., Côté D.C., Xu C., Intini G., Lin C.P. Femtosecond laser bone ablation with a high repetition rate fiber laser source. *Biomed. Optics Express*, 2014, vol. 6, no. 1, pp. 32-42.
11. Morin F., Druon F., Hanna M., Georges P. Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications. *Optics Letters*, 2009, vol. 34, no. 13, pp. 1991-1993.

12. Streltsov A.M., Borrelli N.F. Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2002, vol. 19, no. 10, pp. 2496-2504.

13. Bricchi E., Klappauf B.G., Kazansky P.G. Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials. *Optics Letters*, 2004, vol. 29, no. 1, pp. 119-121.

14. Malinauskas M., Žukauskas A., Hasegawa S., Hayasaki Y., Mizeikis V., Buividas R., Juodkasis S. Ultrafast laser processing of materials: from science to industry. *Light: Science & Applications*, 2016, vol. 5, no. 8, p. e16133.

15. Kammer H., Matthaus G., Nolte S., Chanal M., Uteza O., Grojo D. In-volume structuring of silicon using picosecond laser pulses. *Applied Physics A*, 2018, vol. 124, no. 4, p. 302.

16. Pavlov I., Tokel O., Pavlova S., Kadan V., Makey G., Turnali A., Yavuz Ö., Ilday F.Ö. Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon. *Optics Letters*, 2017, vol. 42, no. 15, pp. 3028-3031.

17. Peng X., Kim K., Mielke M., Jennings S., Masor G., Stohl D., Chavez-Pirson A., Nguyen D.T., Rhonehouse D., Zong J., Churin D., Peyghambarian N. Monolithic fiber chirped pulse amplification system for millijoule femtosecond pulse generation at 1.55 μm . *Optics Express*, 2014, vol. 22, no. 3, pp. 2459-2464.

18. Kane S., Squier J. Grating compensation of third-order material dispersion in the normal dispersion regime: sub-100-fs chirped-pulse amplification using a fiber stretcher and grating-pair compressor. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1995, vol. 31, no. 11, pp. 2052-2057.

19. Kuznetsova L., Wise F.W., Kane S., Squier J. Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor. *Appl. Phys. B*, 2007, vol. 88, no. 4, pp. 515-518.

20. Sun R., Jin D., Tan F., Wei S., Hong C., Xu J., Liu J., Wang P. High-power all-fiber femtosecond chirped pulse amplification based on dispersive wave and chirped-volume Bragg grating. *Optics Express*, 2016, vol. 24, no. 20, pp. 22806-22812.

21. Verhoef A.J., Jespersen K., Andersen T.V., Grüner-Nielsen L., Flöry T., Zhu L., Baltuška A., Fernández A. High peak-power monolithic femtosecond ytterbium fiber chirped pulse amplifier with a spliced-on hollow core fiber compressor. *Optics Express*, 2014, vol. 22, no. 14, pp. 16759-16766.

22. Shah L., Fermann M. High-power ultrashort-pulse fiber amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, vol. 13, no. 3, pp. 552-558.

23. Bobkov K.K., Levchenko A.E., Salganskii M.Yu., Ganin D.V., Lyashedko A.D., Khudyakov D.V., Likhachev M.E. Triple-clad optical fibre for pulse stretching. *Quantum Electronics*, 2021, vol. 51, no. 10, pp. 894-900.

24. Fermann M.E., Galvanauskas A., Sucha G., Harter D. Fiber-lasers for ultrafast optics. *Appl. Phys. B*, 1997, vol. 65, no. 2, pp. 259-275.

25. Chung H.-Y., Liu W., Cao Q., Kartner F.X., Chang G. Er-fiber laser enabled, energy scalable femtosecond source tunable from 1.3 to 1.7 μm . *Optics Express*, 2017, vol. 25, no. 14, pp. 15760-15771.

26. Bobkov K.K., Lipatov D.S., Salgansky M.Yu., Guryanov A.N., Bubnov M.M., Likhachev M.E. All-fiber chirped-pulse amplifier emitting 670 fs pulses with 92 MW peak power. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2022, vol. 34, no. 18, pp. 977-980.

27. Imeshev G., Hartl I., Fermann M.E. Chirped pulse amplification with a nonlinearly chirped fiber Bragg grating matched to the Treacy compressor. *Optics Letters*, 2004, vol. 29, no. 7, pp. 679-681.

28. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, vol. 5, no. 9, pp. 454-458.

29. Kuznetsova L., Wise F.W. Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification. *Optics Letters*, 2007, vol. 32, no. 18, pp. 2671-2673.

30. Galvanauskas A. Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 2001, vol. 7, no. 4, pp. 504-517.

31. Shah L., Liu Z., Hartl I., Imeshev G., Cho G.C., Fermann M.E. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier. *Optics Express*, 2005, vol. 13, no. 12, pp. 4717-4722.

32. Zhou S., Kuznetsova L., Chong A., Wise F.W. Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers. *Optics Express*, 2005, vol. 13, no. 13, pp. 4869-4877.

33. Perry M.D., Ditmire T., Stuart B.C. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification. *Optics Letters*, 1994, vol. 19, no. 24, pp. 2149-2151.

34. Schimpf D.N., Seise E., Limpert J., Tunnermann A. The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems. *Optics Express*, 2008, vol. 16, no. 14, pp. 10664-10674.

35. Yilmaz T., Vaissie L., Akbulut M., Gaudiosi D.M., Collura L., Booth T.J., Jasapara J.C., Andrejco M.J., Yablon A.D., Headley C., DiGiovanni D.J. Large-mode-area Er-doped fiber chirped-pulse amplification system for high-energy sub-picosecond pulses at 1.55 μm . *Proc. SPIE*, 2008, vol. 6873, p. 68731I.

36. Khudyakov M.M., Lipatov D.S., Gur'yanov A.N., Bubnov M.M., Likhachev M.E. Highly efficient 3.7 kW peak-power single-frequency combined Er/Er-Yb fiber amplifier. *Optics Letters*, 2020, vol. 45, no. 7, pp. 1782-1785.

37. Horton N.G., Wang K., Kobat D., Clark C.G., Wise F.W., Schaffer C.B., Xu C. In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain. *Nature Photonics*, 2013, vol. 7, no. 3, pp. 205-209.

38. Qin Y., Batjargal O., Cromey B., Kieu K. All-fiber high-power 1700 nm femtosecond laser based on optical parametric chirped-pulse amplification. *Optics Express*, 2020, vol. 28, no. 2, pp. 2317-2325.

39. Cheng H., Tong S., Deng X., Liu H., Du Y., He C. Deep-brain 2-photon fluorescence microscopy in vivo excited at the 1700 nm window. *Opt. Lett.*, 2019, vol. 44, no. 17, pp. 4432-4435.

40. Crotti C., Deloison F., Alahyane F., Aptel F., Kowalczyk L., Legeais J.M., Peyrot D.A., Savoldelli M., Plamann K. Wavelength optimization in femtosecond laser corneal surgery. *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, 2013, vol. 54, no. 5, pp. 3340-3349.

41. Yin T., Qi Z., Chen F., Song Y., He S. High peak-power and narrow-linewidth all-fiber Raman nanosecond laser in 1.65 μm waveband. *Opt. Express*, 2020, vol. 28, no. 5, pp. 7175-7181.

42. Khagai A., Melkumov M., Riumkin K., Khopin V., Firstov S., Dianov E. NALM-based bismuth-doped fiber laser at 1.7 μm . *Opt. Lett.*, 2018, vol. 43, no. 5, pp. 1127-1130.

43. Lin Z.-W., Chen J.-X., Li T.-J., Zhan Z.-Y., Liu M., Li C., Luo A.-P., Zhou P., Xu W.-C., Luo Z.-C. 1.7 μm figure-9 Tm-doped ultrafast fiber laser. *Optics Express*, 2022, vol. 30, no. 18, pp. 32347-32354.

44. Bufetov I.A., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Krylov A.A., Yatsenko Y.P., Biriukov A.S. Revolver hollow core optical fibers. *Fibers*, 2018, vol. 6, no. 2, p. 39.

45. Spence D.J. Spectral effects of stimulated Raman scattering in crystals. *Progress in Quantum Electronics*, 2017, vol. 51, pp. 1-45.

46. Ottusch J.J., Rockwell D.A. Measurement of Raman gain coefficients of hydrogen, deuterium, and methane. *IEEE Journal of Quant. Electr.*, 1988, vol. 24, no. 10, pp. 2076-2080.

47. Krylov A.A., Gladyshev A.V., Senatorov A.K., Yatsenko Yu.P., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Khudyakov M.M., Likhachev M.E., Bufetov I.A. A picosecond Raman fiber-optic laser with a wavelength of 2.84 μm . *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 2022, vol. 49, no. 1, pp. S7-S20.

48. Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Yatsenko Yu.P., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Bufetov I.A., Dianov E.M. Efficient 1.9- μm Raman generation in a hydrogen-filled hollow-core fibre. *Quantum Electronics*, 2015, vol. 45, no. 9, pp. 807-812.

49. Leonov S.O., Voropaev V.S., Krylov A.A. Pump- and temperature-induced repetition frequency response study in hybrid mode-locked erbium fiber laser with distributed polarizer. *Applied Physics B*, 2019, vol. 125, no. 3, p. 39.

50. Fleming J.W. Dispersion in $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ glasses. *Applied Optics*, 1984, vol. 23, no. 24, pp. 4486-4493.

51. Krylov A.A., Sazonkin S.G., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Kolyadin A.N., Bufetov I.A. Fibre-optic 100 fs pulse amplification and transmission system in the telecom range. *Quantum Electron*, 2018, vol. 48, no. 7, pp. 589-595.

52. Kotov L.V., Koptev M.Yu., Anashkina E.A., Muravyev S.V., Andrianov A.V., Bubnov M.M., Ignat'ev A.D., Lipatov D.S., Gur'yanov A.N., Likhachev M.E., Kim A.V. Submicrojoule femtosecond erbium-doped fibre laser for the generation of dispersive waves at submicron wavelengths. *Quantum Electronics*, 2014, vol. 44, no. 5, pp. 458-464.

53. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N_2 , and O_2 by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, vol. 14, no. 3, pp. 650-660.

54. Goda K., Jalali B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements. *Nature Photonics*, 2013, vol. 7, no 2, pp. 102-112.

55. Runge A.F.J., Aguergeray C., Broderick N.G.R., Erkintalo M. Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers. *Optics Letters*, 2013, vol. 38, no. 21, pp. 4327-4330.

56. Fermann M.E., Hartl I. Ultrafast fiber laser technology. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2009, vol. 15, no. 1, pp. 191-206.

57. Martinez O.E. Grating and prism compressors in the case of finite beam size. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, vol. 3, no. 7, pp. 929-934.

58. Webb B., Guardalben M.J., Dorrer C., Bucht S., Bromage J. Simulation of grating compressor misalignment tolerances and mitigation strategies for chirped-pulse-amplification systems of varying bandwidths and beam sizes. *Applied Optics*, 2019, vol. 58, no. 2, pp. 234-243.

59. Gladyshev A., Yatsenko Y., Kolyadin A., Kompanets V., Bufetov I. Mid-infrared 10- μ J-level sub-picosecond pulse generation via stimulated Raman scattering in a gas-filled revolver fiber. *Opt. Materials Express*, 2020, vol. 10, no. 12, pp. 3081-3089.

60. Gladyshev A., Yatsenko Y., Kolyadin A., Bufetov I. Visible to mid-infrared supercontinuum initiated by stimulated Raman scattering of 1.03 μ m ultrashort pulses in a gas-filled silica fiber. *Photonics*, 2022, vol. 9, no. 12, p. 997.

Сведения об авторах

КРЫЛОВ А.А.

e-mail: krylov@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

СЕНАТОРОВ А.К.

e-mail: sen@fo.gpi.ru

Научный сотрудник Лаборатории технологии волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

About the authors

KRYLOV A.A.

e-mail: krylov@fo.gpi.ru

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, senior research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

SENATOROV A.K.

e-mail: sen@fo.gpi.ru

Research fellow, Laboratory of the Fiber Technology, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

ГЛАДЫШЕВ А.В.

e-mail: alexglad@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, заведующий Лабораторией полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

ЯЦЕНКО Ю.П.

e-mail: yuriya@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

КОСОЛАПОВ А.Ф.

e-mail: kaf@fo.gpi.ru

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Лаборатории технологии волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

КОЛЯДИН А.Н.

e-mail: antonkolyadin@gmail.com

Кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник Лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

GLADYSHEV A.V.

e-mail: alexglad@fo.gpi.ru

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, head of the Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center "A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences", Moscow.

YATSENKO Yu.P.

e-mail: yuriya@fo.gpi.ru

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, senior research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center "A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences", Moscow.

KOSOLAPOV A.F.

e-mail: kaf@fo.gpi.ru

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, senior research fellow, Laboratory of the Fiber Technology, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center "A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences", Moscow.

KOLYADIN A.N.

e-mail: antonkolyadin@gmail.com

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, junior research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center "A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences", Moscow.

ХУДЯКОВ М.М.

e-mail: *dangel.74@gmail.com*

Кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник Лаборатории специальных волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

ЛИХАЧЕВ М.Е.

e-mail: *likhachev@fo.gpi.ru*

Кандидат физико-математических наук, заведующий Лабораторией специальных волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

БУФЕТОВ И.А.

e-mail: *iabuf@fo.gpi.ru*

Доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, ведущий научный сотрудник Лаборатории полых волоконных световодов, обособленное подразделение «Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова» Федерального исследовательского центра «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

KHUDYAKOV M.M.

e-mail: *dangel.74@gmail.com*

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, junior research fellow, Laboratory of the special fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

LIKHACHEV M.E.

e-mail: *likhachev@fo.gpi.ru*

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, head of the Laboratory of the special fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

BUFETOV I.A.

e-mail: *iabuf@fo.gpi.ru*

Doctor in Physical and Mathematical Sciences, correspondent member of the Russian Academy of Sciences, leading research fellow, Laboratory of the Hollow-core fibers, E.M. Dianov Fiber optics research center of the Federal research center “A.M. Prokhorov General physics institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-12-00361, <https://rscf.ru/project/19-12-00361/>.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов равноценен.

Получена: 15.07.2023

Одобрена: 20.07.2023

Принята к публикации: 22.07.2023

Финансирование. This work was supported by a grant from the Russian Science Foundation No. 19-12-00361, <https://rscf.ru/project/19-12-00361/>.

Conflict of Interest. The author declare no conflict of interest.

The contribution of the author. All authors have made an equivalent contribution to the publication.

Received: 15/07/2023

Approved: 20/07/2023

Accepted for publication: 22/07/2023

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом: Генерация фемтосекундных импульсов с энергией ~10 мкДж на длине волны 1,56 мкм и нелинейное преобразование их частоты в полем револьверном световоде / А.А. Крылов, А.К. Сенаторов, А.В. Гладышев, Ю.П. Яценко, А.Ф. Косолапов, А.Н. Колядин, М.М. Худяков, М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов // Прикладная фотоника. – 2023. – Т. 10, № 5. – С. 5–41.

Please cite this article in English as: Krylov A.A. Generation of femtosecond pulses with an energy of ~10 μ J at a wavelength of 1.56 μ m and nonlinear conversion of their frequency in a hollow revolver fiber // Applied photonics, 2023, no. 5, pp. 5-41.