

УДК 681.7.068

## РАМАНОВСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 3,9 МКМ В РЕВОЛЬВЕРНОМ СВЕТОВОДЕ

© А. В. Гладышев<sup>1</sup>, Д. С. Дубровский<sup>1,2</sup>, Е. Е. Журавлева<sup>1,2</sup>,  
А. Ф. Косолапов<sup>1</sup>, Ю. П. Яценко<sup>1</sup>, И. А. Буфетов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН,  
Научный центр волоконной оптики им. Е. М. Дианова,  
119991, Москва, ул. Вавилова, 38*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,  
119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2  
E-mail: alexglad@fo.gpi.ru*

Исследованы возможности генерации пикосекундных импульсов среднего инфракрасного диапазона в рамановских газовых волоконных лазерах. С использованием в качестве активной среды револьверного световода, заполненного смесью молекулярных дейтерия и водорода, впервые реализована эффективная рамановская генерация на длине волны 3,9 мкм, при этом длительность импульсов составила 4,6 пс, а энергия в импульсе достигала 10 мкДж.

*Ключевые слова:* полый световод, вынужденное комбинационное рассеяние, волоконный лазер, газовый лазер, средний инфракрасный диапазон, пикосекундные импульсы.

DOI: 10.15372/AUT20230102

**Введение.** Короткие лазерные импульсы в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне, имеющие длительность порядка нескольких пикосекунд и менее, востребованы для решения научных и практических задач во многих областях, таких как газоанализ и биомедицина. Кроме того, такие импульсы перспективны для прямой лазерной записи волноводов и других функциональных устройств в объёме таких важных узкозонных материалов, как кремний, фосфид галлия, сульфид и селенид цинка [1, 2].

В настоящее время для генерации коротких импульсов в среднем ИК-диапазоне в большинстве случаев используются методы, основанные на применении объёмных оптических элементов. Данные методы включают в себя прямую генерацию в кристаллах ZnSe или ZnS, легированных ионами Cr<sup>2+</sup> и Fe<sup>2+</sup> [3–9], и преобразование ультракоротких импульсов (УКИ) из ближнего в средний ИК-диапазон с помощью нелинейных кристаллов [10, 11].

Особый интерес представляет разработка волоконно-оптических методов генерации УКИ среднего ИК-диапазона, поскольку применение волоконных световодов может существенно упростить лазерную систему и сделать её более компактной. В то время как волоконно-оптические методы генерации коротких импульсов хорошо развиты в ближнем ИК-диапазоне [12], в области среднего ИК-диапазона активно развивается несколько подходов. Один из них предполагает отказ от кварцевого стекла и разработку световодов на основе «мягких» стёкол (флюоридных, теллуридных, халькогенидных). Значительный прогресс достигнут в волоконных лазерах на основе флюоридного стекла, легированного редкоземельными элементами, в которых была продемонстрирована генерация фемтосекундных импульсов на длине волны 2,8 мкм [13, 14], а также перестройка длины волны в диапазоне от 2,8 до 3,6 мкм [15]. Ведутся активные разработки халькогенидных световодов, легированных редкоземельными ионами, в которых недавно удалось впервые про-

демонстрировать лазерную генерацию на длинах волн до  $\sim 6$  мкм пока в непрерывном режиме [16].

Как концептуально близкий к волоконной схеме следует упомянуть подход, основанный на создании филаментов в газовой среде и генерации в них новых спектральных компонент за счёт четырёхволнового смешения. Так, в работе [17] совместное воздействие импульсов накачки (30 фс, 790 нм, 0,85 мДж) на основной частоте и на частоте второй гармоники приводило к филаментации в азоте и генерации на длине волны 3,3 мкм УКИ длительностью 6,9 фс, спектр которых перекрывал диапазон от 1,8 до 25 мкм.

Нелинейное уширение спектра в газовой среде может быть эффективно реализовано и без использования филаментов. С этой целью применяются световоды с поллой сердцевиной (СПС). При этом данный подход даёт возможность пользоваться преимуществами хорошо освоенной технологии кварцевых волоконных световодов, поскольку их оболочка может быть изготовлена из кварцевого стекла, что не препятствует получению в полых световодах достаточно низких оптических потерь ( $< 1$  дБ/м) в среднем ИК-диапазоне (2,5–5 мкм). На основе полых световодов, заполненных благородными газами, было реализовано нелинейное уширение спектра как в ближнем (0,45–1,3 мкм), так и в среднем (0,2–4,0 мкм) ИК-диапазонах [18, 19].

Ещё один подход к генерации коротких лазерных импульсов в среднем ИК-диапазоне основывается на концепции рамановских газовых волоконных лазеров (ГВЛ) [20, 21]. Активной средой таких лазеров является световод с поллой сердцевиной, которая заполнена рамановски-активным газом. Благодаря большому стоксовому сдвигу на колебаниях лёгких молекулярных газов ( $\Omega_R = 4155, 2987$  и  $2917$  см $^{-1}$  для  $H_2$ ,  $D_2$  и  $CH_4$  соответственно) такой подход позволяет преобразовывать короткие лазерные импульсы из ближнего ИК-диапазона непосредственно в средний ИК-диапазон, используя лишь небольшое число каскадов вынужденного рамановского рассеяния.

Важную роль при рамановском преобразовании импульсного излучения играет время фазовой релаксации ( $T_2$ ) молекулярных колебаний. В случае когда длительность импульсов накачки  $\tau_p$  удовлетворяет качественному условию  $\tau_p \geq 20T_2$ , рамановское преобразование является стационарным процессом, при котором интенсивность накачки, требуемая для достижения порога вынужденного рамановского рассеяния, не зависит от  $\tau_p$  [22, 23]. Однако если условие стационарности ( $\tau_p \geq 20T_2$ ) не выполняется, то снижение длительности  $\tau_p$  приводит к существенному возрастанию пороговой интенсивности накачки [22, 23]. Отметим, что в газах время фазовой релаксации достигает довольно больших значений. Например, при давлении 30 атм время фазовой релаксации в молекулярном водороде составляет  $T_2 = 200$  пс, а в молекулярном дейтерии  $T_2 = 150$  пс [21]. Таким образом, для импульсов накачки длительностью менее  $\sim 10$  пс рамановское преобразование в этих газах происходит в сильно нестационарном режиме ( $\tau_p \ll T_2$ ). В результате для достижения порога вынужденного рамановского рассеяния требуется повышение интенсивности накачки, что приводит к проявлению конкурирующих нелинейных эффектов на основе керровской нелинейности.

Для подавления нежелательных нелинейных эффектов и увеличения эффективности рамановского преобразования коротких импульсов используется метод, основанный на внесении линейной частотной модуляции (чирпа) в импульсы накачки [24]. Этот метод был продемонстрирован в объёмных газовых ячейках и использовался для генерации УКИ в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра [25–30]. В последние годы данный метод был реализован в СПС, заполненных различными газами [31–34]. При накачке на длине волны 1,03 мкм была продемонстрирована генерация импульсов длительностью 560 фс на длине волны 1,46 мкм в метане [31], 39 фс на длине волны 1,8 мкм в водороде [33] и 920 фс на длине волны 2,68 мкм в дейтерии в двухкаскадном процессе  $1,03 \rightarrow 1,49 \rightarrow 2,68$  мкм [34].

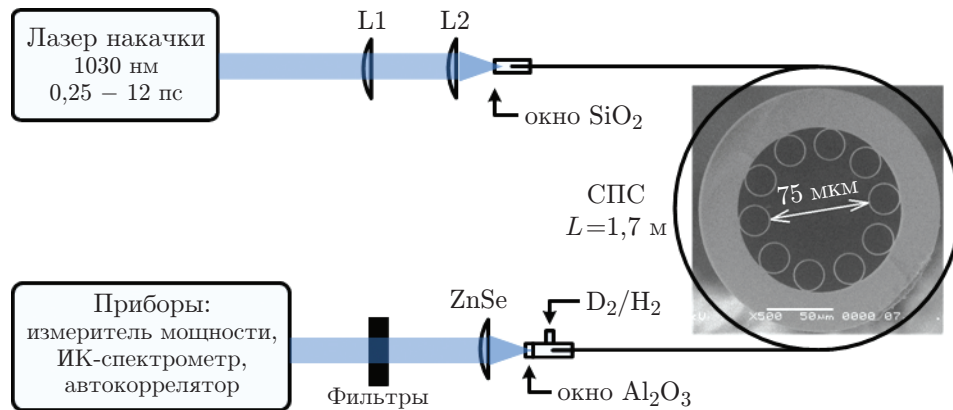


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. На вставке показано изображение торца СПС, полученное с помощью электронного микроскопа

Следует отметить, что генерация коротких импульсов в рамановских ГВЛ на фиксированных длинах волн в среднем ИК-диапазоне не только представляет самостоятельный интерес, но и может рассматриваться как шаг на пути к генерации в полых световодах суперконтинуума среднего ИК-диапазона, в котором эффективность преобразования энергии накачки в длинноволновую область повышена благодаря рамановскому преобразованию. Принципиальная возможность перехода в рамановском ГВЛ от генерации фиксированных спектральных компонент к генерации суперконтинуума среднего ИК-диапазона была показана как с помощью численного моделирования (до 4 мкм) [35], так и экспериментально (до 3,3 мкм) [36].

Целью данной работы является получение рамановской генерации пикосекундных импульсов в спектральной области около 4 мкм, что существенно превышает максимальную длину волны генерации (2,68 мкм), продемонстрированную в предыдущих работах [34].

Такие импульсы могут открыть новые возможности для генерации суперконтинуума с длинноволновой границей более 4 мкм.

**Схема эксперимента.** В качестве активной рамановской среды использовался револьверный световод [37]. Оболочка револьверного световода была изготовлена из кварцевого стекла, а полая сердцевина заполнялась газовой смесью дейтерия и водорода. Основная идея состоит в том, чтобы реализовать двухкаскадное рамановское преобразование пикосекундных импульсов, при котором один из каскадов рамановского рассеяния происходит на колебаниях молекул дейтерия ( $\Omega_R = 2987 \text{ см}^{-1}$ ), а другой каскад — на колебаниях молекул водорода ( $\Omega_R = 4155 \text{ см}^{-1}$ ). Суммарный стоксовый сдвиг в таком процессе составляет  $7142 \text{ см}^{-1}$ , что при накачке на длине волны 1,03 мкм должно приводить к рамановской генерации на длине волны 3,9 мкм. При этом возможны два канала преобразования длины волны накачки ( $1,03 \rightarrow 1,49 \rightarrow 3,9 \text{ мкм}$  и  $1,03 \rightarrow 1,8 \rightarrow 3,9 \text{ мкм}$ ) в зависимости от того, в какой последовательности идут каскады рамановского рассеяния на молекулах дейтерия и водорода.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Как и в [31, 34], рамановский ГВЛ реализовывался в однопроходной безрезонаторной схеме (при отсутствии зеркал). В качестве источника накачки использовался иттербиевый лазер (ТЕТА-6, Авеста), генерирующий на длине волны 1,03 мкм спектрально-ограниченные импульсы длительностью 250 фс с энергией в импульсе до 400 мкДж. Частота следования импульсов накачки в наших экспериментах составляла 5 кГц, а используемая средняя мощность не превышала 1 Вт. Длительность импульсов увеличивалась до 12 пс путём внесения линейного chirpa с помощью дисперсионных элементов, встроенных в лазер накачки. Система линз L1 и L2

служила для ввода chirпированных импульсов накачки в СПС револьверного типа длиной 170 см. Эффективность ввода излучения в световод составляла 84 %. Торцы револьверного световода были герметично заделаны в миниатюрные кюветы, которые позволяли откачивать/закачивать газовую смесь в полую сердцевину, а также имели кварцевое (на входе) и сапфировое (на выходе) окна для ввода/вывода излучения. Выходное излучение коллимировалось линзой (ZnSe), пропускалось через систему сменных фильтров и подавалось в измерительный тракт, содержащий измеритель мощности (2936-R, Newport), спектрометр (МДР204) с охлаждаемым (77 К) приёмником InSb и автокоррелятор (IRA-MIR, Авеста).

Изображение поперечного сечения световода, использованного в данной работе, показано на рис. 1 (вставка). Диаметр полой сердцевины составлял 75 мкм, что соответствует диаметру поля моды  $d = 56$  мкм. Оболочка световода образована десятью несоприкасающимися капиллярами из кварцевого стекла марки F300. Толщина стенки капилляров составляла 1,15 мкм и обеспечивала наличие спектральных зон прозрачности световода на длинах волн накачки (1,03 мкм), первых стоксовых компонент (1,49 и 1,8 мкм) и вторых стоксовых компонент (2,68 и 3,9 мкм). Расчётные значения оптических потерь для основной моды на указанных длинах волн составили: 0,0006 дБ/м (1,03 мкм), 0,22 дБ/м (1,49 мкм), 0,009 дБ/м (1,8 мкм), 0,23 дБ/м (2,68 мкм) и 0,23 дБ/м (3,9 мкм).

**Результаты и обсуждение.** Поскольку для двухкаскадного рамановского преобразования  $1,03 \rightarrow 3,9$  мкм необходимо наличие в газовой смеси как дейтерия, так и водорода, возникает вопрос об оптимальном соотношении этих газов. Поэтому в первую очередь спектральные характеристики выходного излучения рамановского ГВЛ исследовались в зависимости от соотношения парциальных давлений дейтерия и водорода  $P_{D_2}/P_{H_2}$ . При этом суммарное давление газовой смеси было зафиксировано на уровне  $P_{D_2} + P_{H_2} = 31$  атм.

В тех случаях, когда газовая смесь содержала преимущественно дейтерий ( $P_{D_2}/P_{H_2} > 5$ ) или водород ( $P_{D_2}/P_{H_2} < 0,1$ ), рамановская генерация в области 3,9 мкм отсутствовала. При выравнивании парциальных давлений ( $P_{D_2}/P_{H_2} = 1$ ) выходной спектр содержал спектральную компоненту в области 3,9 мкм, однако её интенсивность была на 2 порядка меньше по сравнению с компонентой 2,68 мкм, обусловленной двухкаскадным рамановским рассеянием в дейтерии. При соотношении парциальных давлений  $P_{D_2}/P_{H_2} = 0,5-0,7$  наблюдалась стабильная и эффективная генерация в области 3,9 мкм.

Асимметрия по парциальным давлениям водорода и дейтерия, т. е. отклонение от соотношения  $P_{D_2}/P_{H_2} = 1$  в пользу повышенной концентрации водорода, по нашему мнению, связана с конкуренцией между вторыми стоксовыми компонентами на 2,68 и 3,9 мкм. Действительно, при возрастании доли дейтерия должно расти число фотонов в стоксовой компоненте на 1,49 мкм, откуда они могут рассеиваться на колебаниях дейтерия в компоненте на 2,68 мкм. Очевидно, что вероятность второго каскада рассеяния именно в дейтерии растёт с долей дейтерия в смеси и оставляет меньше шансов для водородного каскада  $1,49 \rightarrow 3,9$  мкм. Таким образом, канал генерации компоненты на 2,68 мкм подавляет генерацию компоненты на 3,9 мкм. В то же время повышение доли водорода в смеси будет приводить к росту числа фотонов в компоненте на 1,8 мкм, откуда у них есть только один канал рассеяния ( $1,8 \rightarrow 3,9$  мкм). Однако для реализации этого каскада дейтерий всё-таки должен присутствовать в некотором количестве, требования к которому тем меньше, чем больше фотонов содержится в компоненте на 1,8 мкм.

Характерный спектр, измеренный на выходе рамановского ГВЛ в диапазоне 1,1–4,9 мкм при соотношении давлений  $P_{D_2}/P_{H_2} = 0,53$ , показан на рис. 2 (кривая 1). Среди наиболее интенсивных спектральных линий можно видеть первые стоксовые компоненты  $\lambda = 1,49$  мкм и  $\lambda = 1,8$  мкм, обусловленные рассеянием накачки (1,03 мкм) на колебаниях молекул дейтерия и водорода соответственно. Спектральная компонента на длине волны  $\lambda = 2,68$  мкм, вызванная двухкаскадным рассеянием накачки на колебаниях

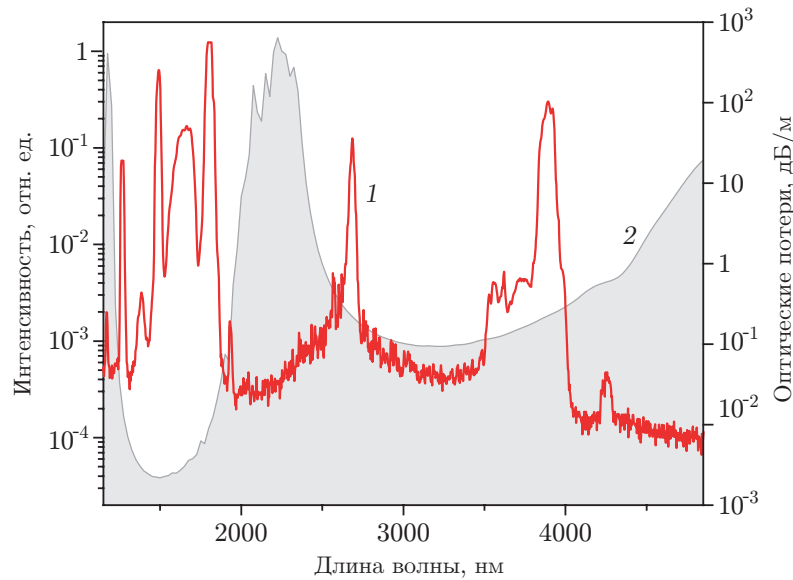


Рис. 2. Характерный выходной спектр рамановского ГВЛ, измеренный при соотношении давлений  $P_{D_2}/P_{H_2} = 0,53$  (кривая 1). Энергия импульсов накачки 12 пс, введённая в револьверный световод, составляла 83,5 мкДж. Спектр оптических потерь (серая область 2), рассчитанный для основной моды используемого револьверного световода

молекул дейтерия, оказывается заметно ослабленной по сравнению с более интенсивным пиком генерации на длине волны 3,9 мкм (см. рис. 2).

Распределение энергии выходных импульсов по спектральным компонентам исследовалось путём измерения средней мощности излучения после прохождения набора спектральных фильтров, дискриминирующих различные компоненты. Следует отметить, что скачки энергии в каналах 1,49 и 1,8 мкм (рис. 3) связаны с тем, что имеющиеся в нашем распоряжении фильтры не позволяли полностью разделить эти каналы. Суммарная энергия компонент 1,49 и 1,8 мкм не содержит резких скачков. Порог рамановской генерации на длине волны 3,9 мкм наблюдался при энергии импульсов накачки  $\sim 50$  мкДж (рис. 3, а). Максимальная энергия в импульсе на длине волны 3,9 мкм составила 10 мкДж, а квантовая эффективность преобразования  $1,03 \rightarrow 3,9$  мкм достигала 31 % (рис. 3, б). Следует отметить, когда энергия импульсов накачки превышала 120–130 мкДж, наблюдалось снижение как энергии стоксовых импульсов, так и квантовой эффективности преобразования. Однако близкий к линейному рост энергии на длине волны 3,9 мкм удавалось восстановить небольшой юстировкой узла ввода накачки в полый световод, что указывает на температурную нестабильность узла ввода при повышении мощности накачки (средняя мощность накачки приближалась к 1 Вт).

Распределение энергии по спектральным компонентам полезно представить и в несколько иной форме — в виде числа фотонов в каждой спектральной компоненте, нормированного на число фотонов накачки, введённых в полый световод (см. рис. 3, б). Из рисунка видно, что в области наиболее эффективной генерации на длине волны 3,9 мкм (энергия накачки  $\sim 110$  мкДж) имеет место следующее распределение выходных фотонов: только 11 % фотонов остаётся в импульсах накачки, ещё 11 % фотонов остаётся в спектральной компоненте 1,49 мкм, тогда как в стоксовую компоненту 1,8 мкм преобразуется 32 % фотонов накачки. Что касается среднего ИК-диапазона, то только 3 % фотонов преобразуется в компоненту 2,68 мкм, в то время как доля фотонов в наиболее длинноволновой

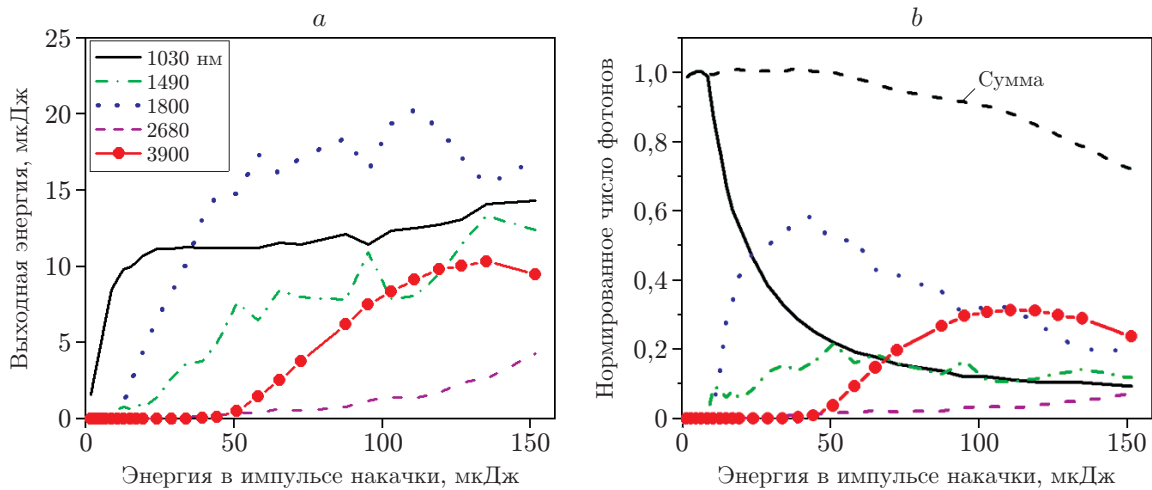


Рис. 3. Энергетические характеристики рамановского ГВЛ: *a* — энергия в импульсе для различных спектральных компонент, включая остаточную энергию накачки, измеренная на выходе рамановского ГВЛ в зависимости от энергии в импульсе накачки, введённой в револьверный световод; *b* — число фотонов в каждой спектральной компоненте на выходе световода, нормированное на число введённых фотонов накачки, в зависимости от введённой энергии накачки. Суммарное нормированное число фотонов (верхняя штриховая кривая), зарегистрированных на выходе полого световода

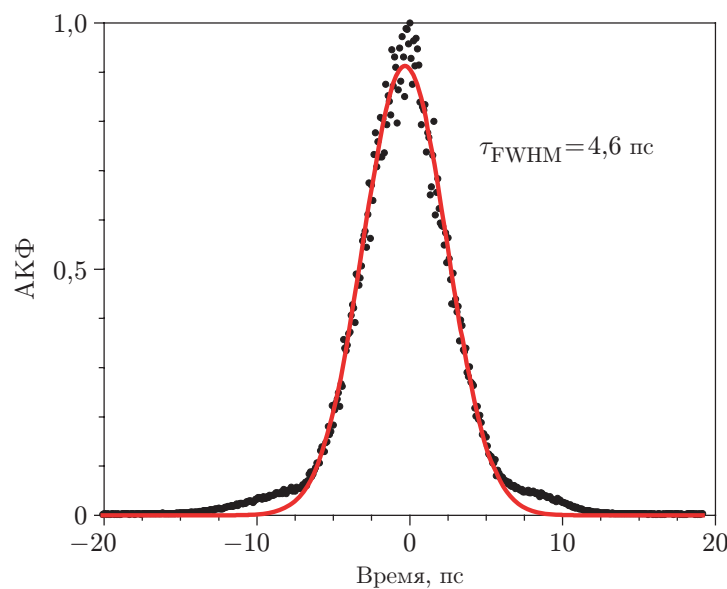


Рис. 4. Автокорреляционная функция выходных импульсов на длине волны 3,9 мкм (точки). Энергия импульсов накачки 12 пс, введённая в револьверный световод, составляла 74 мкДж. Сплошной кривой показана аппроксимация АКФ в предположении гауссовой формы импульсов

компоненте 3,9 мкм достигает 31 %. Суммарная доля фотонов, регистрируемых на выходе световода, составляет при этом 88 % от введенных фотонов накачки, указывая на то, что 12 % фотонов были потеряны при распространении по световоду, возможно, из-за частичного возбуждения высших мод полого световода.

Длительность выходных импульсов в среднем ИК-диапазоне измерялась с помощью автокоррелятора интенсивности. Характерная автокорреляционная функция (АКФ), измеренная для импульсов на длине волны 3,9 мкм при введенной в световод энергии импульсов накачки  $\sim 74$  мкДж, представлена на рис. 4. Видно, что измеренная АКФ хорошо описывается функцией Гаусса. Длительность стоксовых импульсов на длине волны 3,9 мкм составила 4,6 пс. Поскольку накачка рамановского ГВЛ осуществлялась линейно chirпированными импульсами (250 фс  $\rightarrow$  12 пс), то стоксовые импульсы в области 3,9 мкм также должны содержать линейный chirп и таким образом допускать дальнейшее сжатие во внешнем компрессоре. Возможности получения более коротких импульсов, а также оптимизация конструкции рамановского ГВЛ с целью повышения квантовой эффективности и энергии выходных импульсов требуют дальнейших исследований.

**Заключение.** В данной работе впервые реализован рамановский газовый волоконный лазер, генерирующий ультракороткие импульсы на длине волны 3,9 мкм, при накачке на длине волны 1,03 мкм. Достигнута квантовая эффективность преобразования 1,03  $\rightarrow$  3,9 мкм порядка 31 %, а максимальная энергия в импульсе на длине волны 3,9 мкм составила 10 мкДж. Длительность выходных импульсов на длине волны 3,9 мкм составила 4,6 пс. Результаты данной работы указывают на перспективность рамановских газовых волоконных лазеров как эффективных источников УКИ с высокой энергией в импульсе в среднем ИК-диапазоне.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00361).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nejadmalayeri A. H., Herman P. R., Herman J. et al.** Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* 2005. **30**, Iss. 9. P. 964–966. DOI: 10.1364/OL.30.000964.
2. **Chambonneau M., Grojo D., Tokel O. et al.** In-volume laser direct writing of silicon — challenges and opportunities // *Laser Photon. Rev.* 2021. **15**, Iss. 15. 2100140.
3. **Vasilyev S., Moskalev I., Mirov M. et al.** Multi-watt mid-IR femtosecond polycrystalline Cr<sup>2+</sup>:ZnS and Cr<sup>2+</sup>:ZnSe laser amplifiers with the spectrum spanning 2.0–2.6  $\mu\text{m}$  // *Opt. Express.* 2016. **24**, N 2. P. 1616–1623.
4. **Slobodchikov E., Chieffo L. R., Wall K. F.** High peak power ultrafast Cr:ZnSe oscillator and power amplifier // *Proc. SPIE.* 2016. **9726**. 972603.
5. **Tolstik N., Sorokin E., Sorokina I. T.** Graphene mode-locked Cr:ZnS laser with 41 fs pulse duration // *Opt. Express.* 2014. **22**, N 5. P. 5564–5571.
6. **Nagl N., Gröbmeyer S., Pervak V. et al.** Directly diode-pumped, Kerr-lens mode-locked, few-cycle Cr:ZnSe oscillator // *Opt. Express.* 2019. **27**, N 17. P. 24445–24454.
7. **Vasilyev S., Moskalev I., Mirov M. et al.** Ultrafast middle-IR lasers and amplifiers based on polycrystalline Cr:ZnS and Cr:ZnSe // *Opt. Mat. Express.* 2017. **7**, N 7. P. 2636–2650.
8. **Vasilyev S., Smolski V., Peppers J. et al.** Middle-IR frequency comb based on Cr:ZnS laser // *Opt. Express.* 2019. **27**, N 24. P. 35079–35087.
9. **Pushkin A. V., Migal E. A., Tokita S. et al.** Femtosecond graphene mode-locked Fe:ZnSe laser at 4.4  $\mu\text{m}$  // *Opt. Lett.* 2020. **45**, N 3. P. 738–741.

10. **Andriukaitis G., Balčiūnas T., Ališauskas S. et al.** 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 15. P. 2755–2757.
11. **Wandel S., Lin M.-W., Yin Y. et al.** Parametric generation and characterization of femtosecond mid-infrared pulses in  $\text{ZnGeP}_2$  // *Opt. Express*. 2016. **24**, N 5. P. 5287–5299.
12. **Нюшков Б. Н., Иваненко А. В., Смирнов С. В.** Управление режимами и параметрами генерации волоконных лазеров с синхронизацией мод: возможности и перспективы // *Автометрия*. 2021. **57**, № 6. С. 12–28. DOI: 10.15372/AUT20210602.
13. **Duval S., Bernier M., Fortin V. et al.** Femtosecond fiber lasers reach the mid-infrared // *Optica*. 2015. **2**, N 7. P. 623–626.
14. **Majewski M. R., Woodward R. I., Jackson S. D.** Ultrafast mid-infrared fiber laser mode-locked using frequency-shifted feedback // *Opt. Lett.* 2019. **44**, N 7. P. 1698–1701.
15. **Duval S., Gauthier J.-C., Robichaud L.-R. et al.** Watt-level fiber-based femtosecond laser source tunable from 2.8 to 3.6  $\mu\text{m}$  // *Opt. Lett.* 2016. **41**, N 22. P. 5294–5297.
16. **Churbanov M. F., Denker B. I., Galagan B. I. et al.** Comparison of 4.5–6  $\mu\text{m}$  luminescent and lasing properties of rare earth dopants in chalcogenide glasses // *Journ. Luminescence*. 2022. **245**. P. 118756.
17. **Fuji T., Nomura Y.** Generation of phase-stable sub-cycle mid-infrared pulses from filamentation in nitrogen // *Appl. Sci.* 2013. **3**, N 1. P. 122–138. DOI: 10.3390/app3010122.
18. **Mak K. F., Seidel M., Pronin O. et al.** Compressing  $\mu\text{J}$ -level pulses from 250 fs to sub-10 fs at 38-MHz repetition rate using two gas-filled hollow-core photonic crystal fiber stages // *Opt. Lett.* 2015. **40**, Iss. 7. P. 1238–1241.
19. **Adamu A. I., Habib M. S., Petersen C. R. et al.** Deep-UV to mid-IR supercontinuum generation driven by mid-IR ultrashort pulses in a gas-filled hollow-core fiber // *Sci. Rep.* 2019. **9**, N 1. 4446. DOI: 10.1038/s41598-019-39302-2.
20. **Nampoothiri A. V. V., Jones A. M., Fourcade-Dutin C. et al.** Hollow-core optical fiber gas lasers (HOFGLAS): A review // *Opt. Mat. Express*. 2012. **2**, N 7. P. 948–961.
21. **Gladyshev A. V., Kosolapov A. F., Kolyadin A. N. et al.** Mid-IR hollow-core silica fibre Raman lasers // *Quant. Electron.* 2017. **47**, N 12. P. 1078–1082.
22. **Hanna D., Pointer D., Pratt D.** Stimulated Raman scattering of picosecond light pulses in hydrogen, deuterium, and methane // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 1986. **22**, Iss. 2. P. 332–336. DOI: 10.1109/JQE.1986.1072945.
23. **Carman R. L., Shimizu F., Wang C. S., Bloembergen N.** Theory of stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering // *Phys. Rev. A*. 1970. **2**, Iss. 1. P. 60–72. DOI: 10.1103/PhysRevA.2.60.
24. **Jordan C., Stankov K. A., Marowsky G., Canto-Said E. J.** Efficient compression of femtosecond pulses by stimulated Raman scattering // *Appl. Phys. B*. 1994. **59**. P. 471–473.
25. **Konyashchenko A. V., Losev L. L., Tenyakov S. Yu.** Raman frequency shifter for laser pulses shorter than 100 fs // *Opt. Express*. 2007. **15**, N 19. P. 11855–11859.
26. **Didenko N. V., Konyashchenko A. V., Kostryukov P. V. et al.** 40-fs hydrogen Raman laser // *Quant. Electron.* 2015. **45**, N 12. P. 1101.
27. **Vicario C., Shalaby M., Konyashchenko A. et al.** High-power femtosecond Raman frequency shifter // *Opt. Lett.* 2016. **41**, N 20. P. 4719–4722.
28. **Konyashchenko A. V., Kostryukov P. V., Losev L. L., Pazyuk V. S.** Minimum possible laser pulse duration for SRS // *Quant. Electron.* 2017. **47**, N 7. P. 593.
29. **Konyashchenko A. V., Losev L. L., Pazyuk V. S.** Femtosecond Raman frequency shifter–pulse compressor // *Opt. Lett.* 2019. **44**, N 7. P. 1646–1649.



30. **Didenko N. V., Konyashchenko A. V., Losev L. L.** Decreasing the amplitude of macroscopic quantum fluctuations in the case of transient SRS // *Quant. Electron.* 2020. **50**, N 9. P. 834–837.
31. **Gladyshev A. V., Astapovich M. S., Yatsenko Yu. P. et al.** SRS generation of femtosecond pulses in a methane-filled revolver hollow-core optical fibre // *Quant. Electron.* 2019. **49**, N 12. P. 1089–1092.
32. **Kergoustin D., Amrani F., Debord B. et al.** Infrared ultra-short pulses generation using stimulated Raman scattering in gas-filled HC-PCF // *Proc. of the Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference.* Munich, Germany. 2019. P. cd\_3\_5.
33. **Loranger S., Russell P. St. J., Novoa D.** Sub-40 fs pulses at 1.8  $\mu\text{m}$  and MHz repetition rates by chirp-assisted Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core fiber // *JOSA B.* 2020. **37**, N 12. P. 3550–3556.
34. **Gladyshev A., Yatsenko Yu., Kolyadin A. et al.** Mid-infrared 10- $\mu\text{J}$ -level sub-picosecond pulse generation via stimulated Raman scattering in a gas-filled revolver fiber // *Opt. Mat. Express.* 2020. **10**, N 12. P. 3081–3089.
35. **Яценко Ю. П., Гладышев А. В., Буфетов И. А.** Суперконтинуум среднего ИК диапазона, инициируемый двухкаскадным ВКР в револьверном световоде, заполненном дейтерием // *Квантовая электроника.* 2021. **51**, № 12. С. 1068–1075.
36. **Gladyshev A., Yatsenko Y., Kolyadin A., Bufetov I.** Visible to mid-infrared supercontinuum initiated by stimulated Raman scattering of 1.03  $\mu\text{m}$  ultrashort pulses in a gas-filled silica fiber // *Photonics.* 2022. **9**, N 12. P. 997.
37. **Bufetov I. A., Kosolapov A. F., Pryamikov A. D. et al.** Revolver hollow core optical fibers // *Fibers.* 2018. **6**, N 2. 39. DOI: 10.3390/fib6020039.

*Поступила в редакцию 31.10.2022*

*После доработки 04.12.2022*

*Принята к публикации 09.12.2022*

---