ЛАЗЕРЫ

Пороговые характеристики ВКР-преобразования 1.56 → 2.84 мкм в метане при широкополосной накачке мощными частотно-модулированными импульсами эрбиевого волоконного источника

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

Исследованы пороговые характеристики ВКР-генерации на длине волны 2.84 мкм в полом револьверном световоде, заполненном метаном, в зависимости от длительности импульсов широкополосной накачки с положительной частотной модуляцией (чирпом) на длине волны 1.56 мкм. Экспериментально показано, что средний эффективный коэффициент ВКР-усиления увеличивается с 0.2×10^{-2} до 3.3×10^{-2} см/ГВт, а пороговая интенсивность накачки снижается с 36 до 1.4 ГВт/см^2 с ростом эффективной длительности импульсов накачки в диапазоне 10 – 321 пс (и соответствующим безразмерным линейным чирпом ~10 – 300). Анализ пороговых характеристик показал, что ВКР-преобразование имеет высокую степень нестационарности даже при максимальной ширине огибающей импульса накачки. Согласно результатам численного моделирования влияние дисперсии и фазовой самомодуляции в полом световоде способствует существенному росту порога ВКР по энергии импульсов накачки, особенно для положительно чирпированных импульсов длительностью менее 100 пс.

Ключевые слова: *вынужденное комбинационное рассеяние, чирпированный импульс, средний ИК диапазон, полый световод, эрбиевый волоконный усилитель.*

1. Введение

Лазеры, генерирующие ультракороткие импульсы (УКИ) в среднем ИК диапазоне спектра, привлекают к себе большое внимание благодаря перспективам их использования в различных областях науки, техники и медицины [1 – 3].

Одним из возможных методов генерации УКИ в среднем ИК диапазоне является вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в газовой среде, за счет большого комбинационного сдвига на колебательных переходах в легких газах (например, стоксов сдвиг составляет 2917 см$^{-1}$ в метане (CH_4), 2987 см$^{-1}$ в дейтерии (D_2) и 4155 см$^{-1}$ в водороде (H_2)), с накачкой хорошо освоенными источниками УКИ ближней ИК области спектра [4]. Существенный прогресс в развитии этой концепции обусловлен появлением кварцевых револьверных световодов с полой сердцевиной (СПС) [5], которые уже достигли уровня «связных» кварцевых световодов по величине потерь в ближней ИК области спектра (в работе [6] продемонстрирован револьверный СПС с вложенными капиллярами с потерями 0.174 дБ/км в диапазоне длин волн вблизи 1.55 мкм, что немногим выше рекордной величины потерь в кварцевом световоде с твердой сердцевиной, равной 0.146 дБ/км [7]); при этом в области 2.5 – 3 мкм оптические потери в них составляют вполне приемлемую величину, ~1 дБ/м [5].

Применение газонаполненных СПС позволяет существенно снизить порог ВКР в стационарном режиме за счет уменьшения площади моды и увеличения длины взаимодействия [5]. В результате в качестве накачки рамановских газовых волоконных лазеров на основе кварцевых СПС могут использоваться волоконные лазеры наносекундного диапазона длительностей [5], что, в свою очередь, открывает путь к созданию полностью волоконных импульсных источников в ИК диапазоне спектра [8].

Благодаря использованию газонаполненных СПС в качестве комбинационно-активных сред удалось реализовать ВКР-генерацию в спектральной области 2.5 – 3 мкм при накачке мощными УКИ как твердотельных [9, 10], так и волоконных [11, 12] лазерных источников ближнего ИК диапазона.

Ранее нами была продемонстрирована и исследована ВКР-генерация на длине волны 2.84 мкм в полом револьверном световоде, заполненном метаном, в зависимости от давления газа, а также от энергии и длительности частотно-модулированных (чирпированных) импульсов эрбиевого волоконного источника накачки на длине волны 1.56 мкм [12]. При длительности положительно чирпированных импульсов накачки ~330 пс (безразмерный линейный чирп ~300) и давлении метана 22.5 атм максимальная энергия ВКР-импульса длительностью ~110 пс и квантовая эффективность преобразования достигали 1.6 мкДж и 12% соответственно [12]. Экспериментально также было установлено, что увеличение длительности импульсов накачки способствует более эффективному ВКР-преобразованию 1.56 → 2.84 мкм.

Однако в работе [12] детально не исследовались пороговые характеристики ВКР, а именно коэффициент уси-

А.А.Крылов, А.В.Гладышев, Ю.П.Яценко, А.К.Сенаторов, А.Н.Колядин, А.Ф.Косолапов, 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 РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: sokolak@mail.ru

Поступила в редакцию 5 декабря 2022 г., после доработки – 8 февраля 2023 г.

ления вблизи порога, а также пороговые интенсивность и энергия УКИ накачки в зависимости от их длительности. Это, в свою очередь, не позволило идентифицировать реализованные режимы ВКР-генерации с точки зрения соответствия условиям стационарности или нестационарности.

Широко распространенным критерием стационарности ВКР-преобразования импульсов накачки длительностью τ_p в комбинационно-активной среде с временем дефазировки T_2 является условие $\tau_p > 20T_2$ [4, 13]. В этом режиме порог ВКР определяется интенсивностью излучения накачки. В случае преобразования импульсов, длительность которых по порядку величины сравнима с временем T_2, ВКР переходит в нестационарный режим [4, 5, 10, 13, 14], что ведет к зависимости его динамики не только от интенсивности импульсов накачки, но и от их энергии. В случае существенно нестационарного ВКР ($\tau_p \ll T_2$) его пороговые характеристики определяются не интенсивностью, а энергией импульсов накачки [4, 13, 14].

Эволюция режима ВКР-преобразования при импульсной накачке на длине волны 1.56 мкм проиллюстрирована на рис.1, где приведена теоретическая зависимость пороговой энергии E_{th} спектрально-ограниченного импульса накачки с гауссовым профилем огибающей от его длительности τ_p, которая рассчитывалась на основе аналитической модели, предложенной в работе [15]. Данная модель не учитывает дисперсию в комбинационно-активной среде и влияние керровской нелинейности. Расчетная зависимость (кривая *1*) получена для параметров револьверного световода длиной 2.8 м с эффективной площадью основной моды 2490 мкм^2 [11, 12], заполненного метаном под давлением 50 атм. Кривая *2* соответствует пороговой энергии для стационарного ВКР с инкрементом усиления G = 25 (коэффициент комбинационного усиления g_0 = 0.279 см/ГВт, время дефазировки T_2 = 11 пс).

Из рис.1 видно, что вплоть до длительности $\tau_p \approx 1$ пс пороговая энергия накачки остается постоянной (при этом пороговая интенсивность обратно пропорциональна длительности), что характерно для нестационарного режима ВКР. Диапазон длительностей τ_p от 1 пс до $\sim 20T_2$ = 220 пс соответствует переходному режиму ВКР-генерации, в котором наблюдается нелинейный рост пороговой энергии импульса накачки. Дальнейшее увеличение τ_p асимптотически выводит ВКР в стационарный режим с характерной линейной зависимостью пороговой энергии импульсов накачки от их длительности (при этом пороговая интенсивность накачки постоянна и не зависит от τ_p).

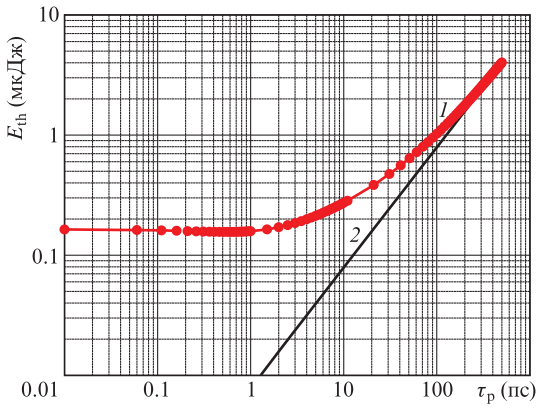

Рис.1. Зависимость пороговой энергии спектрально-ограниченного гауссова импульса накачки от его длительности, рассчитанная на основе работы [15], для револьверного световода длиной 2.8 м, заполненного метаном под давлением 50 атм (*1*), а также зависимость пороговой энергии от длительности импульса для стационарного ВКР с инкрементом усиления G = 25 (*2*).

При наличии амплитудной или фазовой модуляции импульса накачки (регулярной или стохастической) коэффициент комбинационного усиления, равно как порог и эффективность ВКР-генерации, могут существенно варьироваться даже при выполнении вышеуказанного критерия стационарности для усредненной длительности импульса накачки (ширины его огибающей) [13]. В этом случае динамика ВКР зависит от соотношения параметра T_2 и размера неоднородностей временной структуры импульса накачки. В частности, если период модуляционной структуры заметно меньше времени дефазировки T_2, то вследствие усреднения таких быстрых вариаций поля накачки комбинационно-активными центрами, действующими подобно фильтру низких частот, динамика ВКР будет определяться усредненными параметрами импульса накачки. В противоположном случае, а именно широких модуляционных пиков, комбинационное усиление и порог ВКР-генерации будут зависеть от конкретного вида модуляционной структуры импульса накачки. При этом наличие амплитудной модуляции позволяет снизить порог ВКР-генерации при одной и той же ширине спектра накачки и средней мощности, что наглядно демонстрирует ВКР с накачкой регулярными импульсами лазеров с синхронизацией мод.

Заметное влияние на процесс ВКР-преобразования широкополосной накачки оказывает также дисперсия в комбинационно-активной среде [13]. Она ведет к групповому разбеганию ВКР-импульса и импульса накачки, что снижает степень их корреляции, и при недостаточной интенсивности накачки приводит к снижению комбинационного усиления и эффективности ВКР-преобразования, а также к росту порога.

В настоящей работе, которая является продолжением ранее опубликованных работ [11, 12], экспериментально и с помощью численного моделирования исследуются пороговые характеристики (средний эффективный коэффициент комбинационного усиления вблизи порога, а также пороговые интенсивность и энергия УКИ накачки) ВКР-генерации на длине волны 2.84 мкм в заполненном метаном полом револьверном световоде в зависимости от усредненной длительности импульсов широкополосной накачки с амплитудной и частотной модуляцией на длине волны 1.56 мкм. На основе полученных экспериментальных данных и результатов численного моделирования проводится анализ реализованных режимов ВКР-генерации с точки зрения степени их стационарности.

2. Экспериментальные результаты и их анализ

Схема экспериментальной установки ВКР-преобразователя на длине волны 2.84 мкм на основе заполненного метаном световода с полой сердцевиной и накачкой чирпированными импульсами от мощного эрбиевого волоконного источника подробно описана в работе [12]. С выхода эрбиевого источника положительно чирпированные импульсы длительностью около 330 пс с максимальной энергией 40 мкДж (частота следования f_{rep} = 100 кГц) на центральной длине волны 1.56 мкм, после прохожде-

ния дисперсионной линии задержки на основе пары объемных дифракционных решеток, вводились в револьверный световод длиной 2.8 м с полой сердцевиной диаметром 75 мкм, окруженной не соприкасающимися между собой десятью кварцевыми капиллярами с толщиной стенок 1.15 мкм [11, 12]. Максимальная эффективность ввода излучения накачки в полый световод достигала 68% [12]. При этом рассчитанные потери основной моды СПС, заполненного метаном под давлением 50 атм, составляют 0.06 и 0.16 дБ/м на длинах волн 1.56 и 2.84 мкм соответственно. Эффективная площадь фундаментальной моды СПС $A_{\mathrm{HCF}} \approx 2490$ мкм^2. Данный уникальный световод был разработан и изготовлен методом сборки заготовки из «перетянутых» капилляров с последующей вытяжкой с запаянным верхним концом [5] в Научном центре волоконной оптики РАН – подразделении ИОФ РАН им. А.М.Прохорова.

С целью более полной характеризации импульса накачки, помимо автокорреляционных измерений, дополнительно исследовалась его огибающая с помощью регистрирующей системы на основе быстрого фотоприемника и стробоскопического осциллографа PicoScope 9321-20. Аппаратная функция этой системы (синяя кривая на рис.2,*а*) в гауссовом приближении имеет ширину (на полувысоте) $\tau_{\mathrm{af}} = 34.4 \pm 0.2$ пс, что соответствует частотной полосе примерно 29 ГГц.

Профиль чирпированного импульса с энергией $E_{\mathrm{p}} = 27$ мкДж, которая близка к пороговой для ВКР-генерации, и его спектр на выходе мощного источника накачки показаны на рис.2,*а* и *б* соответственно (черные кривые). На рис.2 также представлены огибающая растянутого импульса накачки после первого предварительного каскада усиления длительностью на полувысоте $\tau_1 = 705 \pm 3$ пс (в соответствии с гауссовым приближением) и его спектр (красные кривые).

Следует отметить, что, помимо частотной модуляции (чирпа), мощный импульс накачки содержит амплитудную модуляционную структуру как во временном, так и в спектральном представлении, которая проявляется уже на начальных этапах его формирования в эрбиевом волоконном источнике. При этом в финальном (мощном) каскаде усиления она становится более выраженной с возросшей глубиной модуляции, что наглядно показано на рис.2. Модуляционная структура хорошо воспроизводится при повторных измерениях огибающей и спектра импульса, что свидетельствует о ее регулярной, а не шумовой природе. Амплитудная модуляция импульса возникает при его распространении в длинном световодестретчере [11, 12] в основном из-за влияния двулучепреломления, которое, в свою очередь, обусловлено технологическими особенностями изготовления световодов с высоким содержанием оксида германия в тонкой сердцевине; это, помимо высокой нелинейности, дает большую положительную дисперсию групповых скоростей на длине волны 1.56 мкм [16].

На вставке к рис.2,*а* представлены измеренная (черная кривая) и рассчитанная на основе экспериментального профиля огибающей (оранжевая кривая) автокорреляционные функции (АКФ) интенсивности мощного импульса накачки (АКФ измерялась с разрешением 417 фс). Данные АКФ отличаются по ширине примерно на 20%, при этом рассчитанная кривая более гладкая, чем измеренная. Это может свидетельствовать о более тонкой реальной модуляционной структуре чирпированного импульса накачки (которая не разрешается имеющейся системой регистрации огибающей импульса), что косвенно подтверждается сильной изрезанностью его выходного спектра. Отсюда также можно предположить наличие нелинейного чирпа импульса, приобретаемого в мощном каскаде усиления.

Таким образом, эффективная длительность импульса накачки $\tau_{\mathrm{p}}^{\mathrm{eff}}$ с амплитудно-частотной модуляцией и энергией $E_{\mathrm{p}} = 27$ мкДж на выходе мощного эрбиевого волоконного источника, вычисленная на основе гауссовой аппроксимации измеренной АКФ, составляет ~321 пс (соответствующий безразмерный линейный чирп ~300). Также, используя распределение мощности $P(t)$ на рис.2,*а*, была найдена среднеквадратичная длительность импульса накачки $\tau_{\mathrm{p}}^{\mathrm{rms}} = 2\sigma_\tau = 2(\langle t^2\rangle - \langle t\rangle^2)^{1/2} = 332$ пс, которая оказалась близкой к значению $\tau_{\mathrm{p}}^{\mathrm{eff}}$. Следует отметить, что длительности импульсов накачки, прошедших дисперсионную линию задержки, также определялись на основе автокорреляционных измерений с последующим приближением функцией Гаусса. При этом минимальная длительность дечирпированных УКИ накачки, прошедших линию задержки, $\tau_{\mathrm{p}}^{\min} \approx 1$ пс, что соответствует максимальному расстоянию между дифракционными решетками $\Delta L_{\mathrm{dg}} \approx 110$ см.

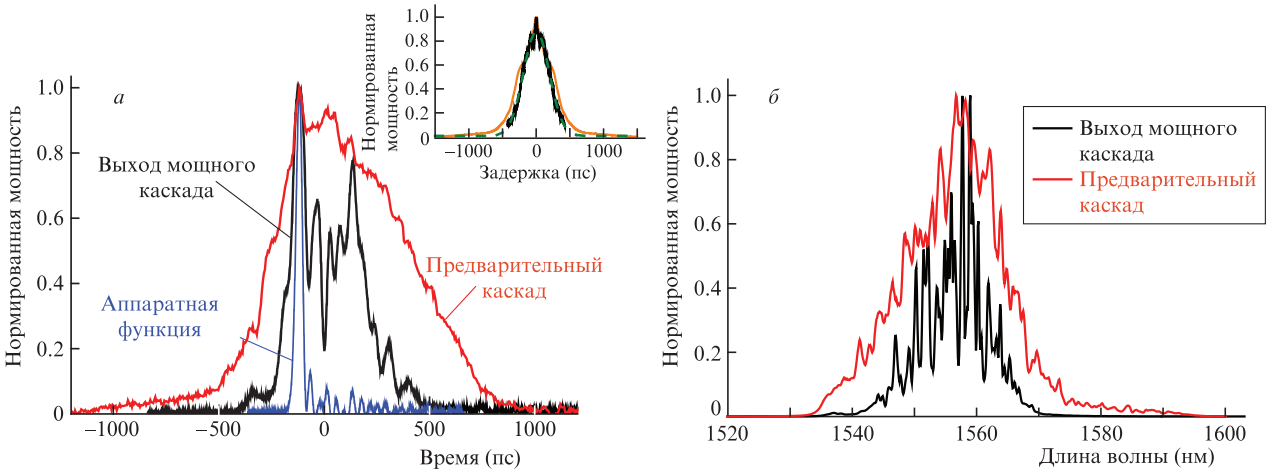

Рис.2. Профили огибающей импульса накачки (*а*) и его спектры (*б*). На вставке: рассчитанная (оранжевая кривая) и измеренная (черная кривая) АКФ мощного импульса накачки (штриховая кривая – функция Гаусса). Спектры регистрировались анализатором Yokogawa AQ6370D с разрешением 0.5 нм.

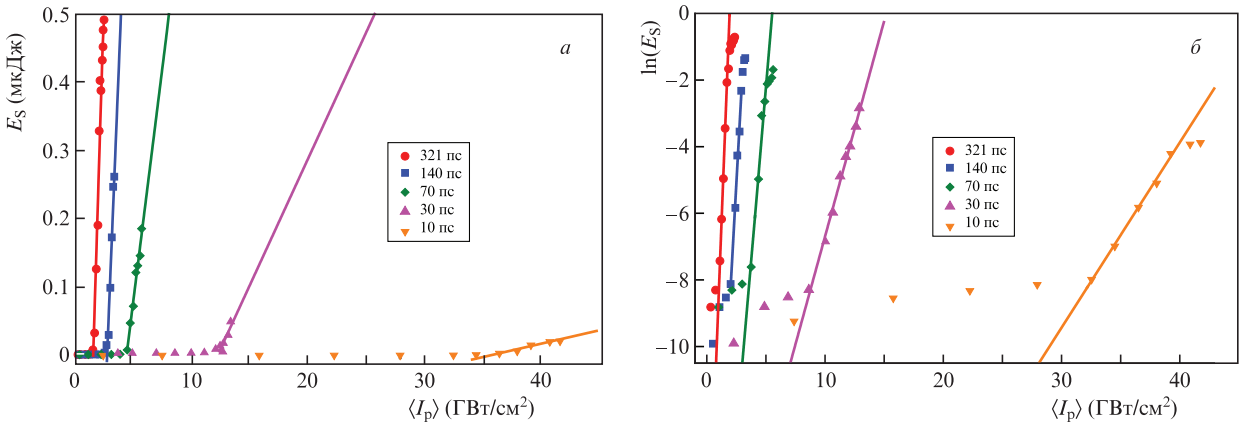

Рис.3. Зависимость энергии ВКР-импульсов E_S на длине волны 2.84 мкм от усредненной интенсивности введенных УКИ накачки $\langle I_p \rangle = E_p/(\tau_p^{eff} A_{HCF})$ при различной эффективной длительности τ_p^{eff} и давлении метана 50 атм в линейном (*а*) и логарифмическом (*б*) масштабах.

Зависимость энергии импульсов на стоксовой длине волны E_S от усредненной интенсивности введенных УКИ накачки $\langle I_p \rangle = E_p/(\tau_p^{eff} A_{HCF})$ при различной эффективной длительности τ_p^{eff} (от 10 до 321 пс) и давлении метана 50 атм (T_2 = 11 пс) показана на рис.3,*а*. Порог ВКР по интенсивности введенной накачки I_p^{th} определялся как точка пересечения прямой, аппроксимирующей линейный участок соответствующей зависимости $E_S(\langle I_p \rangle)$, с осью абсцисс ($\langle I_p \rangle$). Для анализа коэффициентов комбинационного усиления вблизи порога ВКР на рис.3,*б* приведена та же зависимость, только в логарифмическом масштабе оси ординат. Видно, что каждая кривая $\ln[E_S(\langle I_p \rangle)]$ имеет линейный участок вблизи порога ВКР, который соответствует экспоненциальному росту энергии ВКР-импульса с инкрементом комбинационного усиления G_R, $E_S \propto \exp G_R$.

Следуя формализму работы [13], можно написать уравнение эволюции интенсивности стоксовой волны $\langle I_S \rangle$, усредненной с постоянной времени $T_{av} \gg T_2$, вдоль комбинационно-активной среды в случае волны накачки с произвольными амплитудой и фазой:

$$\frac{d\langle I_S \rangle}{dz} = g_{eff} \langle I_p \rangle \langle I_S \rangle, \tag{1}$$

где $\langle I_p \rangle$ – усредненная с постоянной времени T_{av} интенсивность волны накачки; g_{eff} – эффективный коэффициент комбинационного усиления, который максимален ($g_{eff} = g_0$) в случае стационарного ВКР с монохроматической накачкой. Интегрируя выражение (1) по времени, а также по поперечному сечению комбинационно-активной среды и переходя таким образом от интенсивностей импульсов к энергиям, получаем следующее уравнение распространения для энергии ВКР-импульса E_S:

$$\frac{dE_S}{dz} = g_{eff} \frac{E_p E_S}{A_{eff}\, T_{eff}}. \tag{2}$$

Здесь $1/A_{eff}$ и $1/T_{eff}$ – нормированные интегралы перекрытия полей накачки и ВКР-излучения в пространстве и времени соответственно. Заметим, что для регулярных импульсов накачки, следующих с частотой f_{rep} = 100 кГц, интегрирование (1) по периоду времени $T_{av} = 1/f_{rep}$ = 10 мкс в точности дает энергию ВКР-импульса и импульса накачки, при этом выполняется условие $T_{av} \gg T_2$.

Интегрирование уравнения (2) по z вблизи порога ВКР (т.е. в отсутствие истощения накачки) при условии пренебрежимо малых потерь на стоксовой длине волны и длине волны накачки дает следующее выражение для энергии ВКР-импульса на выходе полого световода длиной L_R:

$$E_S = E_S^0 \exp[\langle g_{eff}^E \rangle E_p L_R], \tag{3}$$

где

$$\langle g_{eff}^E \rangle = \int_0^{L_R} \frac{g_{eff}}{A_{eff}\, \tau_{eff}\, L_R} dz$$

– средний эффективный коэффициент ВКР-усиления по энергии. Учитывая, что энергию импульса накачки можно выразить через интенсивность $\langle I_p \rangle$, усредненную на основной моде СПС и эффективной длительности τ_p^{eff}, как $E_p = \langle I_p \rangle \tau_p^{eff} A_{HCF}$, то выражение (3) принимает классический вид:

$$E_S = E_S^0 \exp[\langle g_{eff}^I \rangle \langle I_p \rangle L_R]. \tag{4}$$

Здесь средний эффективный коэффициент ВКР-усиления по интенсивности

$$\langle g_{eff}^I \rangle = \int_0^{L_R} \frac{g_{eff}}{L_R} \left(\frac{A_{HCF}}{A_{eff}}\right) \left(\frac{\tau_p^{eff}}{\tau_{eff}}\right) dz$$

учитывает пространственное и временное перекрытие полей накачки и ВКР-излучения, а также влияние дисперсии в процессе распространения импульсов по световоду. При этом выражение (4) можно использовать для анализа пороговых характеристик ВКР-преобразования вне зависимости от величины параметра τ_p^{eff}/T_2, т.е. степени стационарности ВКР-преобразования.

Зависимость порога ВКР-генерации по интенсивности импульсов накачки I_p^{th} от их эффективной длительности показана на рис.4 (на вставке – порог ВКР по энергии УКИ накачки $E_p^{th} = I_p^{th} \tau_p^{eff} A_{HCF}$). Пороговая интенсивность I_p^{th} монотонно снижается примерно с 36 до 1.4 ГВт/см^2 с ростом эффективной длительности УКИ накачки в диапазоне 10–321 пс, при этом экспериментальная зависимость довольно качественно аппроксимируется функцией $I_p^{th}(\tau_p^{eff}) = K/\tau_p^{eff}$ (зеленая кривая на рис.4) с ко-

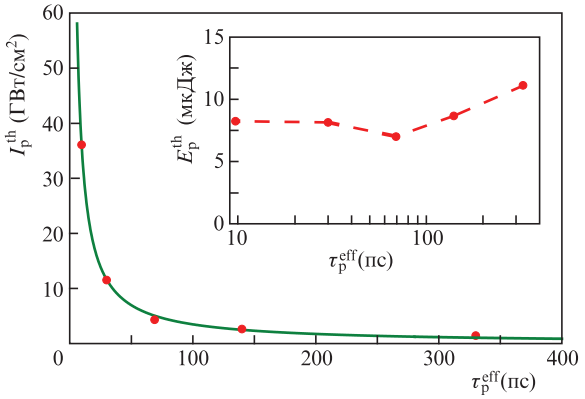

Рис.4. Экспериментальная зависимость порога ВКР-генерации по интенсивности импульсов накачки I_p^{th} от их длительности τ_p^{eff} (красные точки) и ее аппроксимация функцией $I_p^{th}(\tau_p^{eff}) = K/\tau_p^{eff}$ (зеленая кривая). На вставке – порог ВКР по энергии УКИ накачки.

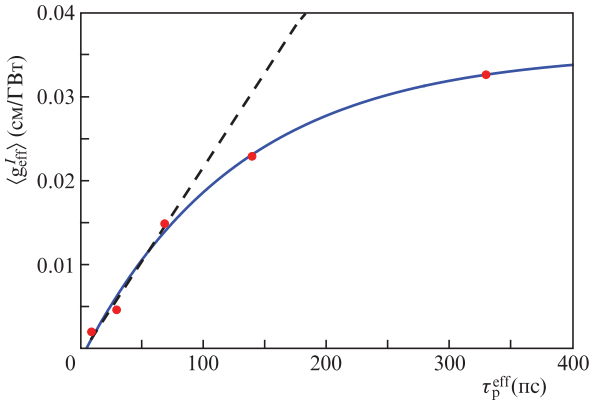

Рис.5. Зависимость коэффициента ВКР-усиления $\langle g_{eff}^I \rangle$ от эффективной длительности УКИ накачки τ_p^{eff} и ее аппроксимация экспоненциальной функцией вида $\langle g_{eff}^I \rangle = \langle g_{eff}^I \rangle_0 - A\exp(-\tau_p^{eff}/\tau_0)$ (синяя кривая); штриховая линия – аппроксимация $\langle g_{eff}^I \rangle$ при $\tau_p^{eff} = 10-70$ пс.

эффициентом $K = 349 \pm 4$ ГВт·пс/см^2. Как отмечалось выше (см. рис.1), такое поведение характерно для ВКР-преобразования в нестационарном режиме. Более того, ВКР-преобразование является нестационарным даже при максимальной ширине огибающей импульса накачки (τ_p^{eff}= 321 пс), для которой выполняется условие стационарности $\tau_p^{eff}/T_2 > 20$ (в данном случае $\tau_p^{eff}/T_2 \approx 28$).

Пороговая энергия импульсов накачки E_p^{th} лишь незначительно изменяется во всем диапазоне эффективных длительностей τ_p^{eff}, примерно от 7 до 11 мкДж, что более чем в 40 раз превышает значение пороговой энергии (~0.16 мкДж), рассчитанной для нестационарного ВКР-преобразования при $\tau_p = 1$ пс [15] (см. рис.1).

Высокая степень нестационарности ВКР вне зависимости от ширины огибающей импульса накачки подталкивает к предположению о том, что режим ВКР-преобразования в данном случае определяется временным параметром, который связан с импульсом накачки и не зависит от его эффективной длительности τ_p^{eff}, а также удовлетворяет критерию нестационарности $\tau_p \ll T_2$. Таким параметром может быть время когерентности импульса накачки τ_{coh}, которое определяется исключительно его спектром и при этом тождественно длительности соответствующего спектрально-ограниченного импульса. Последняя, в свою очередь, близка к минимальной длительности сжатого импульса накачки τ_p^{min}, полученной на основе измерения его АКФ: $\tau_{coh} \approx \tau_p^{min} \approx 1$ пс. Исходя из данных на рис.1, $\tau_p \approx 1$ пс как раз соответствует нестационарному режиму ВКР-преобразования, что хорошо согласуется с данными эксперимента (рис.4).

Зависимость эффективного коэффициента комбинационного усиления $\langle g_{eff}^I \rangle$ от эффективной длительности УКИ накачки τ_p^{eff} показана на рис.5. Видно, что коэффициент монотонно увеличивается с $(0.20 \pm 0.01) \times 10^{-2}$ до $(3.3 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ см/ГВт с ростом ширины огибающей импульса накачки с 10 до 321 пс. При этом $\langle g_{eff}^I \rangle$ растет практически линейно в диапазоне 10–70 пс, что характерно для нестационарного режима ВКР-преобразования [13]. Однако при больших значениях τ_p^{eff} эта зависимость становится нелинейной, отклоняясь от штриховой прямой тем сильнее, чем больше τ_p^{eff}. Такое поведение коэффициента ВКР-усиления может быть связано с усилением влияния дисперсии в комбинационно-активной среде с ростом τ_p^{eff}.

Для оценки влияния дисперсии в заполненном метаном СПС были вычислены дисперсионная длина дефазировки $z_d = \lambda_p^2/(2c\langle\Delta\lambda_p\rangle|\mu|)$ (где $|\mu| = |1/u_p - 1/u_S|$ – групповое разбегание ВКР-импульса и импульса накачки), задающая предельную длину комбинационно-активной среды, на которой поля накачки и ВКР-излучения остаются скоррелированными, а также критическая интенсивность накачки $I_p^{cr} = 4\pi/(z_d g_0)$, необходимая для достижения максимального усиления g_0 на длине дефазировки z_d. Подставляя значения $\lambda_p = 1.56$ мкм, $\langle\Delta\lambda_p\rangle \approx 10$ нм, $|\mu| = 0.22$ пс/м и $g_0 = 0.279$ см/ГВт, находим, что $z_d = 1.84$ м и $I_p^{cr} = 0.24$ ГВт/см^2. Поскольку для $\tau_p^{eff} \leqslant 70$ пс выполняется условие $I_p^{th} \gg I_p^{cr}$, а z_d вообще не зависит от τ_p^{eff}, то влиянием дисперсии в этом случае можно пренебречь, что предполагает возможность достижения максимального порогового ВКР-усиления, которое линейно зависит от длительности импульса накачки. Для больших τ_p^{eff} в результате существенного снижения пороговой интенсивности накачки влиянием дисперсии в комбинационно-активной среде пренебречь уже нельзя, что и приводит к уменьшению ВКР-усиления в соответствии с экспериментальными данными на рис.5.

3. Численный анализ

Для оценки влияния нелинейных эффектов, ответственных за существенное различие экспериментальной и аналитической зависимостей порогов нестационарного ВКР от длительности импульсов накачки, проведено численное моделирование ВКР в СПС, заполненном метаном под давлением 50 атм.

Методика расчета, использующая обобщенное нелинейное уравнение Шредингера, учитывающее дисперсию высших порядков, керровскую нелинейность и ВКР на колебаниях C–H-связей в газообразном метане, подробно приведена в нашей предыдущей работе [12]. В отличие от [12], где изучалось воздействие нелинейных эффектов на эффективность ВКР-преобразования, в настоящей работе основное внимание в расчетах уделено влиянию нелинейных эффектов на пороге появления стоксова сигнала, когда его пиковая мощность на длине волны 2.84 мкм составляет 0.01 пиковой мощности накачки на длине волны 1.56 мкм. Кроме того, значения времени поперечной релаксации T_2, нелинейного показателя пре-

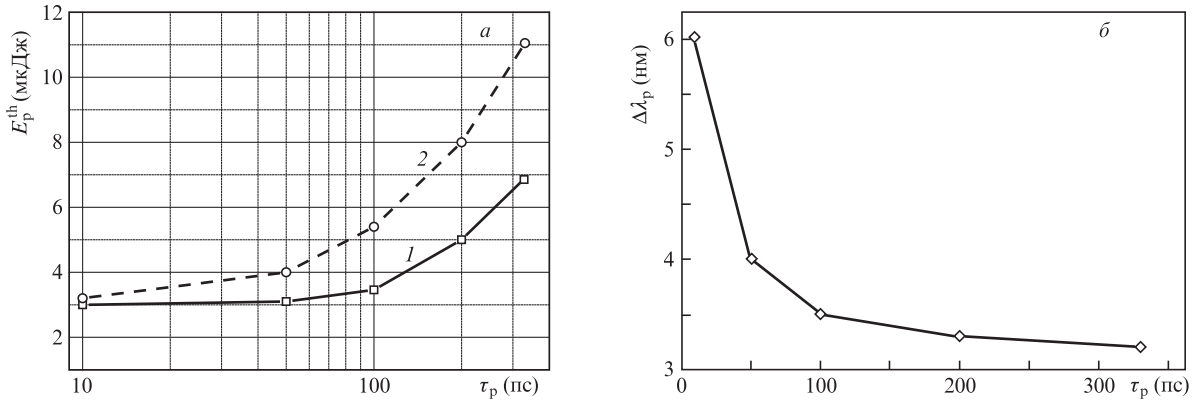

Рис.6. Зависимости пороговой энергии E_p^{th} (*а*) и ширины спектра накачки $\Delta\lambda_p$ (*б*) на пороге появления стоксова сигнала ($P_S/P_p = 0.01$) от длительности чирпированного гауссова импульса накачки τ_p на длине волны 1.56 мкм, полученные при численном моделировании ВКР-преобразования в револьверном световоде длиной 2.8 м, заполненном метаном при давлении 50 атм (кривая *2* получена при искусственном подавлении когерентного четырехфотонного процесса $2\omega_{1.56} = \omega_{2.84} + \omega_{1.07}$).

ломления n_2 и максимального коэффициента ВКР-усиления g_0 были рассчитаны в соответствии с [17, 18] для давления метана 50 атм (T_2 = 11 пс, g_0 = 0.279 см/ГВт, n_2 = 2.82×10^{-21} м^2/Вт). Численное моделирование проводилось для гауссовых импульсов накачки, имеющих тот же, что и в эксперименте, диапазон длительностей (10 – 330 пс) и чирп, соответствующий спектрально-ограниченному импульсу длительностью 1 пс.

На рис.6,*а* приведена зависимость пороговой энергии для ВКР-преобразования 1.56 → 2.84 мкм от длительности чирпированного гауссова импульса накачки, полученная численно в револьверном световоде длиной 2.8 м, заполненном метаном при давлении 50 атм (кривая *1*). Сравнение этой зависимости с аналитической зависимостью на рис.1 (красная кривая) показывает значительное увеличение пороговой энергии во всем исследуемом диапазоне длительностей импульсов накачки. Более того, в области $\tau_p \leqslant 100$ пс пороговая энергия, как и в эксперименте, практически не изменяется, что свидетельствует о высокой степени нестационарности ВКР-преобразования чирпированных импульсов накачки в этом диапазоне длительностей. При этом, в отличие от чирпированных импульсов накачки, для спектрально-ограниченных импульсов нестационарное ВКР-преобразование наблюдается при $\tau_p \leqslant 1$ пс (красная кривая на рис.1). Этот факт указывает на то, что ВКР-преобразование имеет более высокую степень нестационарности в случае чирпированных импульсов накачки, по сравнению со спектрально-ограниченными импульсами той же длительности, вследствие большей ширины спектра и, соответственно, большего влияния дисперсии в полом световоде.

Характерной особенностью, обнаруженной на пороге ВКР-генерации, было наличие антистоксовой компоненты на длине волны 1.07 мкм, пиковая мощность которой росла с увеличением длительности импульсов накачки. Для того чтобы оценить ее влияние на пороговую энергию накачки, четырехфотонный когерентный процесс $2\omega_{1.56} = \omega_{2.84} + \omega_{1.07}$ был искусственно подавлен увеличением потерь в антистоксовой области спектра.

Зависимость пороговой энергии импульсов накачки от их длительности в отсутствие когерентного четырехфотонного процесса взаимодействия излучения накачки со стоксовой и антистоксовой волнами также показана на рис.6,*а* (кривая *2*). Видно, что пороговая энергия увеличилась во всем диапазоне длительностей УКИ накачки. Таким образом, при слабом истощении накачки на пороге ВКР-генерации этот сопутствующий керровский нелинейный процесс способствует увеличению мощности сигнала на стоксовой частоте, понижая пороговую энергию накачки. Однако с уменьшением длительности его влияние ослабевает. При длительностях менее 100 пс пороговые пиковые мощности накачки возрастают, и он проигрывает конкуренцию другому нелинейному эффекту – фазовой самомодуляции (ФСМ), которая приводит к уширению спектра излучения накачки в исследуемой области длительностей импульсов (рис.6,*б*). Расчеты показывают, что при длительностях УКИ накачки менее 10 пс ФСМ становится доминирующим процессом; при этом рост порога ВКР-генерации дополнительно ускоряется за счет влияния дисперсии в СПС, что в результате приводит к генерации суперконтинуума в спектральной области излучения накачки и подавлению ВКР.

Сравнение с экспериментом показало, что пороговые энергии ВКР, полученные численно для гауссова импульса с линейным чирпом, ниже, чем в эксперименте (примерно в 2.7 раза для чирпированного импульса длительностью 10 пс). Более высокие экспериментальные значения пороговой энергии, по-видимому, связаны с нелинейным чирпом реального импульса накачки со сложной амплитудной модуляционной структурой, усложняющим процесс уширения спектра излучения накачки за счет ФСМ.

4. Заключение

Исследованы пороговые характеристики ВКР-генерации на длине волны 2.84 мкм в полом револьверном световоде, заполненном метаном под давлением 50 атм, в зависимости от длительности положительно чирпированных импульсов широкополосной накачки на длине волны 1.56 мкм. Показано, что средний эффективный коэффициент ВКР-усиления вблизи порога увеличивается с 0.2×10^{-2} до 3.3×10^{-2} см/ГВт, а пороговая интенсивность накачки снижается с 36 до 1.4 ГВт/см^2 с ростом ширины огибающей импульсов накачки в диапазоне 10 – 321 пс.

Анализ пороговых характеристик показал, что ВКР-преобразование является нестационарным даже при максимальной ширине огибающей чирпированного импульса накачки (τ_p^{eff} = 321 пс), несмотря на то что она удовлетворяет критерию стационарности $\tau_p^{eff}/T_2 > 20$.

Численное моделирование, выполненное для чирпированных гауссовых импульсов, выявило различное влияние конкурирующих керровских нелинейных процессов (ФСМ и четырехфотонного когерентного взаимодействия) на пороговую энергию ВКР-преобразования в зависимости от их длительности и величины чирпа. При этом ВКР-преобразование с накачкой чирпированными гауссовыми импульсами имеет более высокую степень нестационарности по сравнению со спектрально-ограниченными импульсами накачки той же длительности. Более того, влияние дисперсии и ФСМ в полом световоде способствует существенному росту порога ВКР по энергии импульсов накачки, особенно для чирпированных импульсов длительностью менее 100 пс.

Полученные в работе результаты указывают на то, что усовершенствование источника накачки с целью повышения качества линейно чирпированных импульсов и их приближения к идеальной форме огибающей, свободной от амплитудной модуляционной структуры, является важным шагом на пути к улучшению характеристик ВКР-преобразования в газонаполненных СПС.

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 полой сердцевиной.

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

1. Schliesser A., Picqué N., Hänsch T.W. *Nat. Photonics*, **6**, 440 (2012).
2. Amini-Nik S., Kraemer D., Cowan M.L., Gunaratne K., Nadesan P., Alman B.A., Miller R.J.D. *PLoS One*, **5**, e13053 (2010).
3. Chen M.-C., Arpin P., Popmintchev T., Gerrity M., Zhang B., Seaberg M., Popmintchev D., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Phys. Rev. Lett*., **105**, 173901 (2010).
4. Hanna D.C., Pointer D.J., Pratt D.J. *IEEE J. Quantum Electron*., **22**, 332 (1986).
5. Bufetov I.A., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Krylov A.A., Yatsenko Y.P., Biriukov A.S. *Fibers*, **6**, 39 (2018).
6. Jasion G.T., Sakr H., Hayes J.R., Sandoghchi S.R., Hooper L., Fokoua E.N., Saljoghei A., Mulvad H.C., Alonso M., Taranta A., Bradley T.D., Davidson I.A., Chen Y., Richardson D.J., Poletti F. *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC) 2022* (San Diego, US, 2022, paper Th4C.7).
7. Makovejs S., Roberts C.C., Palacios F., Matthews H.B., Lewis D.A., Smith D.T., Diehl P.G., Johnson J.J., Patterson J.D., Towery C.R., Ten S.Y. *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC) 2015* (Los Angeles, US, 2015, paper Th5A.2).
8. Li H., Huang W., Cui Y., Zhou Z., Wang Z. *Opt. Express*, **28**, 23881 (2020).
9. Cao L., Gao S.-F., Peng Z.-G., Wang X.-C., Wang Y., Wang P. *Opt. Express*, **26**, 5609 (2018).
10. Gladyshev A., Yatsenko Y., Kolyadin A., Kompanets V., Bufetov I. *Opt. Mater. Express*, **10**, 3081 (2020).
11. Крылов А.А., Гладышев А.В., Сенаторов А.К., Колядин А.Н., Косолапов А.Ф., Худяков М.М., Лихачев М.Е., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **52**, 274 (2022) [*Quantum Electron*., **52**, 274 (2022)].
12. Крылов А.А., Гладышев А.В., Сенаторов А.К., Яценко Ю.П., Колядин А.Н., Косолапов А.Ф., Худяков М.М., Лихачев М.Е., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **52**, 685 (2022) [*Quantum Electron*., **52**, 685 (2022)].
13. Spence D.J. *Prog. Quantum Electron*., **51**, 1 (2017).
14. Konyashchenko A.V., Losev L.L., Pazyuk V.S. *Opt. Lett*., **44**, 1646 (2019).
15. Carman R.L., Shimizu F., Wang C.S., Bloembergen N. *Phys. Rev. A*, **2**, 60 (1970).
16. Fleming J.W. *Appl. Opt*., **23**, 4486 (1984).
17. Ottush J.J., Rockwell D.A. *IEEE J. Quantum Electron*., **24**, 2076 (1988).
18. Shaw M.J., Hooker C.J. *Opt. Commun*., **103**, 153 (1993).