

# Гармоническая синхронизация мод в солитонном волоконном лазере с сохранением поляризации: стабилизация и повышение частоты следования импульсов

В.А.Рибенек, Д.А.Коробко, П.А.Итрин, А.А.Фотиади

*Рассмотрен эрбиевый волоконный лазер с синхронизацией мод при помощи полупроводникового зеркала (SESAM), полностью изготовленный из сохраняющих поляризацию волоконных компонентов. При корректной подстройке фокального пятна на полупроводниковом зеркале лазер работает в режиме гармонической синхронизации мод (ГСМ), доступном во всем диапазоне мощностей накачки до  $\sim 355$  мВт с уровнем подавления супермод менее 25 дБ. В режиме ГСМ лазер генерирует импульсы в состоянии линейной поляризации и обеспечивает частоту следования импульсов до  $\sim 1145$  МГц. Экспериментально нами показано, что при помощи инжекции излучения внешнего непрерывного лазера непосредственно в волоконный резонатор стабильность работы лазера в режиме ГСМ улучшается, при этом уровень подавления супермод увеличивается на 20–30 дБ. Кроме того, показано, что внешняя инжекция позволяет расширить диапазон мощностей накачки, доступных лазеру в ГСМ-режиме, обеспечивая увеличение максимальной частоты следования импульсов до  $\sim 2195$  МГц. Важно отметить, что оптическая инжекция не влияет на высокую чистоту состояния поляризации лазера. Представленные результаты численного моделирования позволяют качественно объяснить эффекты, наблюдаемые экспериментально.*

**Ключевые слова:** волоконный лазер, гармоническая синхронизация мод, супермодовый шум, стабилизация при помощи инжекции непрерывного излучения.

## 1. Введение

Лазерные источники коротких (пико- и субпикосекундных) импульсов с частотой следования в гигагерцевом (ГГц) диапазоне широко востребованы в микроволновой фотонике, спектроскопии, оптической связи и т. д. [1, 2]. Одним из наиболее интересных решений в этом направлении являются волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод, сочетающие в себе удобный волоконный вывод и относительно невысокую стоимость с высоким качеством пучка и технической надежностью. Однако спецификой волоконных лазеров является относительно длинный резонатор ( $\sim 10$  м), обуславливающий для генерации ГГц импульсных последовательностей применение техники гармонической синхронизации мод (ГСМ). Использование данной техники подразумевает равномерное распределение множества генерируемых импульсов по резонатору и многократное увеличение частоты следования импульсов в последовательности [3–6]. Известным недостатком ГСМ является ее относительно невысокая устойчивость, выражающаяся в амплитудном и временном джиттере импульсов, существенно превышающем джиттер волоконного лазера на фундаментальной частоте [7, 8]. В радиочастотном спектре лазера эти шумовые отклонения импульсной последовательности от периодичности приводят к появлению побочных паразитных мод с частотами, не кратными частоте следования импульсов. Эти паразитные моды известны также под названием супермодового шума. Предложен ряд методов

стабилизации ГСМ-режима волоконных лазеров, приводящих к упорядочению импульсной последовательности и подавлению супермодового шума [9–12]. Нами не так давно предложен и объяснен метод снижения супермодового шума в волоконном лазере с ГСМ на основе нелинейного вращения поляризации [12, 13]. Суть метода состоит в инжекции излучения внешнего непрерывного лазерного источника в резонатор волоконного лазера с ГСМ, при этом длина волны инжекции должна быть близка к длинноволновому спектральному пику Келли оптического спектра. Происходящее в волоконном резонаторе взаимодействие импульсов с непрерывным фоном преобразует фазовую структуру излучения в резонаторе, в результате чего импульсы ГСМ-последовательности приобретают некоторую добавку к групповой скорости, а их оптический спектр испытывает сдвиг. Таким образом, происходит формирование фазово-согласованной структуры «импульсы + фон», сопровождающееся значительным снижением уровня супермодового шума. Для волоконного лазера с ГСМ на основе нелинейного вращения поляризации с частотой следования импульсов  $\sim 1–2$  ГГц мы наблюдали снижение супермодового шума более чем на 30 дБ при уменьшении временного джиттера в несколько раз [13].

Известным недостатком лазерных конфигураций с синхронизацией мод на основе нелинейной эволюции поляризации является ее зависимость от внешних условий, приводящая к необходимости периодической подстройки контроллеров поляризации. Более того, известно, что спектр солитонных лазеров в не поддерживающей сохранение поляризации конфигурации обладает дополнительными резонансными пиками, а состояние поляризации выходных импульсов постоянно изменяется [14]. Таким образом, для разработки волоконных лазеров с устойчивостью к внешним возмущениям, с надежным са-

В.А.Рибенек, Д.А.Коробко, П.А.Итрин, А.А.Фотиади. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: itrin@mail.ru, korobkotam@rambler.ru, fotiadi@mail.ru

Поступила в редакцию 8 октября 2024 г.

мозапуском и линейной выходной поляризацией необходимо использование конфигурации, содержащей только сохраняющие поляризацию (PM) компоненты и насыщающийся поглотитель, например полупроводниковое зеркало SESAM. В настоящей работе представлены результаты, полученные при переносе методов снижения супермодового шума волоконного лазера с ГСМ на схему с полностью PM волоконным резонатором, т.е. демонстрируется гармоническая синхронизация мод в солитонном волоконном лазере с сохранением поляризации и ее стабилизация при помощи инъекции излучения внешнего непрерывного лазера.

## 2. Эксперимент

Экспериментальная схема кольцевого волоконного лазера представлена на рис.1. В качестве активной среды использовано Er-легированное волокно (Er80-4/125-HD-PM) с дисперсией  $D = -22$  пс/(нм·км) длиной 1.2 м. Все пассивные волоконные компоненты в схеме выполнены из PM волокна SM15-PS-U25D. Общая длина резонатора составляет 9.2 м, при этом его фундаментальная частота  $f_T = 22.4$  МГц. Синхронизация мод осуществляется при помощи зеркала SESAM со временем релаксации 4 пс, подключенного через циркулятор. Накачка осуществляется

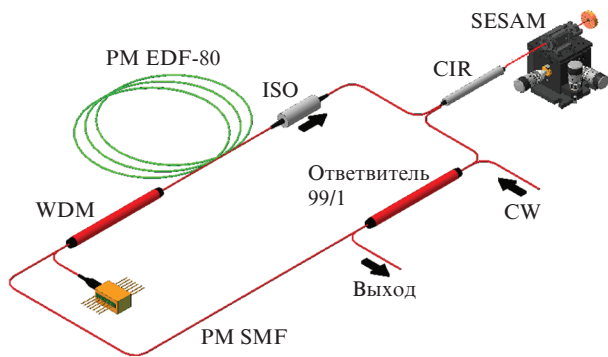


Рис.1. Экспериментальная схема лазера: PM SMF – одномодовое волокно с сохранением поляризации; WDM – мультиплексор 980/1550 нм; ISO – изолятор; CIR – циркулятор; CW – непрерывное излучение.

на 980 нм лазерным диодом с максимальной мощностью 900 мВт. Для вывода излучения используется ответвитель 99/1. Выход лазера соединен с оптическим спектроанализатором Yokogawa AQ6370D с разрешением 0.02 нм и анализатором радиочастотного спектра R&S FSP40, связанным с фотодетектором 30 ГГц.

Лазер запускается на фундаментальной частоте на длине волны  $\lambda_0 \approx 1567$  нм при превышении начальной мощности накачки 105 мВт. При дальнейшем увеличении мощности накачки, начиная примерно с 112 мВт, лазер переходит в режим многоимпульсной генерации, подстройка фокального пятна на зеркале SESAM приводит к запуску ГСМ. После такой подстройки режим ГСМ запускается автоматически при каждом запуске. С увеличением накачки частота следования импульсов возрастает, при этом длина волны генерации  $\lambda_0$  не изменяется. На рис.2,а показаны мощностные характеристики лазера – зависимости выходной мощности и частоты следования импульсов от мощности накачки. Выходная мощность зависит от накачки практически линейно. Частота следования при повышении накачки возрастает, демонстрируя характерные скачки, связанные с одновременным появлением в резонаторе нескольких (2–4) импульсов. Область ГСМ ограничена максимальной частотой следования импульсов,  $\sim 1145$  МГц, достигаемой при накачке  $\sim 355$  мВт. При превышении этого значения режим ГСМ разрушается, и происходит генерация хаотического банча. Подстройка фокального пятна SESAM не меняет режима генерации. Измерения частоты следования в пределах зоны ГСМ, проводимые при уменьшении накачки, демонстрируют характерный для солитонных лазеров эффект гистерезиса [15]. Оптические спектры лазера, измеренные для различных частот следования импульсов в пределах зоны ГСМ, представлены на рис.2,б. Спектры характеризуются выраженными пиками Келли, при этом их ширина  $\delta\lambda$  на уровне 3 дБ практически не зависит от частоты следования импульсов и уровня накачки и составляет  $\sim 6$  нм. Таким образом, можно заключить, что в режиме ГСМ при изменении частоты следования энергия отдельного солитона изменяется незначительно. Этот вывод находится в согласии с линейным характером зависимостей выходной мощности и частоты следования импульсов от мощности накачки.

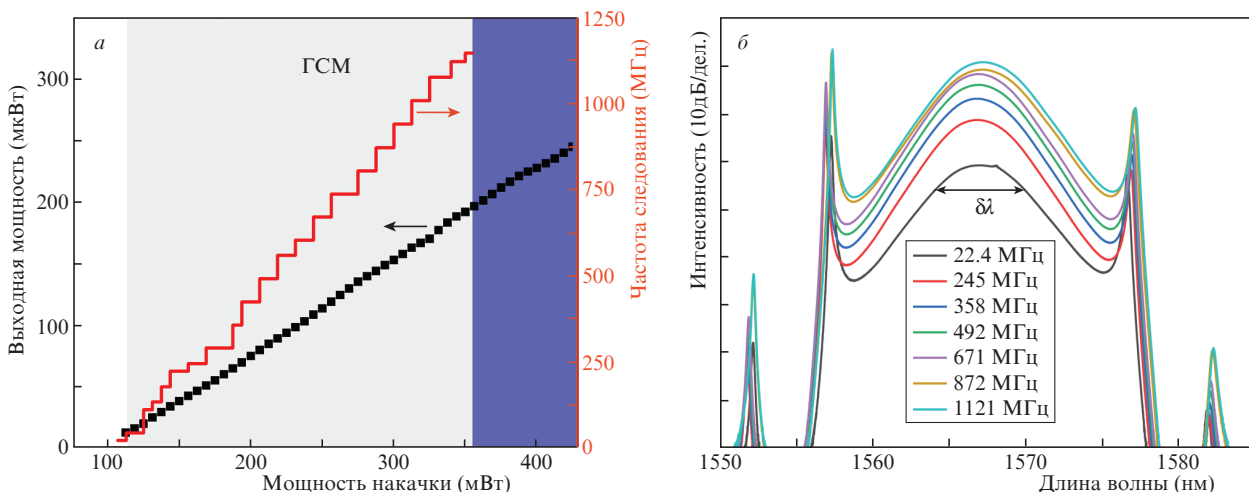


Рис.2. Зависимости выходной мощности (черные квадраты) и частоты следования импульсов (красная линия) лазера от мощности накачки (серым цветом выделена область ГСМ, синим – область генерации хаотического банча) (а), а также оптические спектры лазера в режиме ГСМ для указанных частот следования импульсов (б).

Радиочастотный спектр лазера в режиме ГСМ имеет характерный вид, представленный на рис.3 для частот следования  $\sim 245$  МГц и  $\sim 1121$  МГц (красные линии). Мода с частотой, соответствующей частоте следования импульсов, имеет максимальную интенсивность и окружена «супермодами», отстоящими друг от друга на фундаментальную частоту  $f_T$ . Отклонение импульсной последовательности от идеальной периодичности, т. е. величина амплитудного и временного джиттера, определяется интегральной интенсивностью супермод [7]. Наиболее простым параметром стабильности ГСМ является уро-

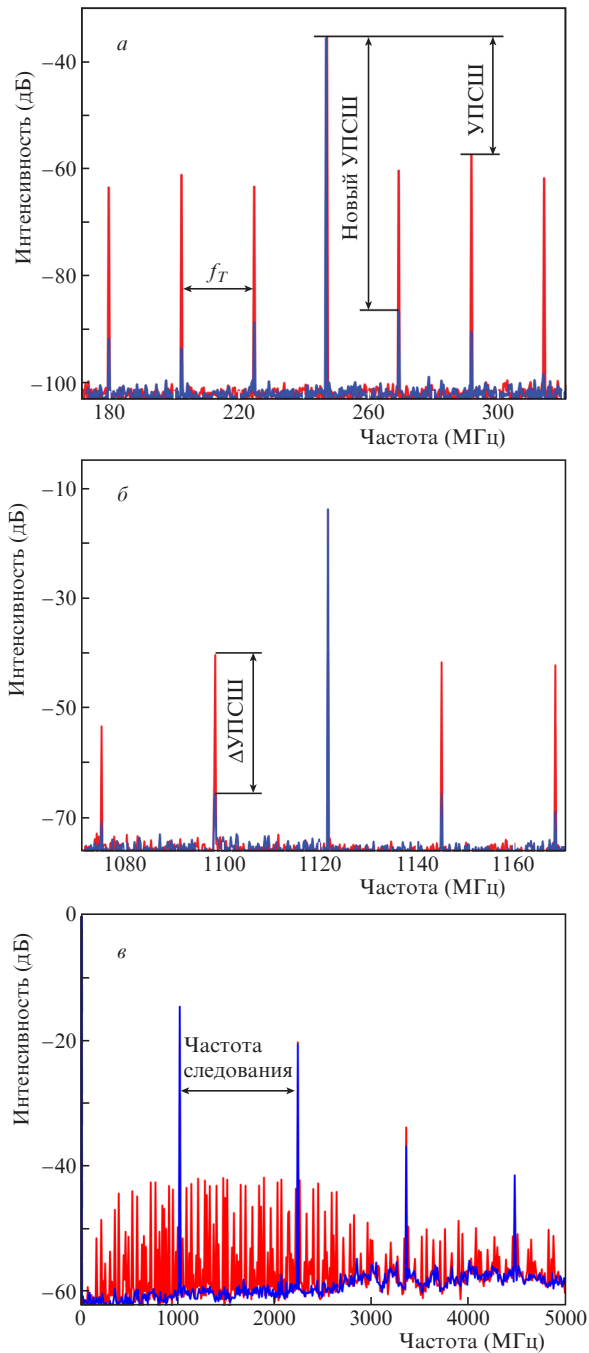


Рис.3. Радиочастотные спектры лазера в режиме ГСМ для частот следования  $\sim 245$  МГц с разрешением 300 кГц (а) и частоты следования  $\sim 1121$  МГц с разрешением 300 кГц (б), а также радиочастотный спектр для частоты  $\sim 1121$  МГц в диапазоне 5 ГГц с разрешением 10 МГц (в) (красные линии – радиочастотный спектр лазера без внешней инжекции, синие – с внешней инжекцией).

вень подавления супермодового шума (УПСШ) – отношения интенсивности основной моды с частотой, равной частоте следования, к максимальной интенсивности супермод. Рис.3,а показывает, что на частоте  $\sim 245$  МГц УПСШ составляет около 25 дБ, что соответствует относительно невысокой стабильности ГСМ. Временной джиттер при этом равен  $\sim 75$  пс. Аналогичные измерения, проводимые на частоте  $\sim 1121$  МГц (рис.3,б), показывают УПСШ  $\sim 23$  дБ и джиттер  $\sim 47$  пс.

Для экспериментов с инжекцией излучения мы использовали непрерывный источник линейно поляризованного излучения Santec TSL с шириной линии  $\sim 100$  кГц и мощностью до 50 мВт, перестраиваемый в диапазоне 1480–1630 нм. Подключение источника к кольцевому волоконному резонатору проводилось через порт выходного ответвителя. Важно отметить, что выход линейно поляризованного источника инжекции был согласован с сохраняющим направление поляризации отводом ответвителя. Эффект инжекции оценивался посредством мониторинга оптического и радиочастотного спектров при сканировании непрерывного источника в диапазоне длин волн 1550–1585 нм, при этом мощность инжекции поддерживалась на постоянном уровне  $p_{CW} = 15$  мВт. Результат инжекции сильно зависит от взаимного спектрального расположения импульса и непрерывного излучения. Инжекция в область, близкую к спектральному максимуму импульса, приводит к искажению оптического спектра и срыву синхронизации мод. При удалении длины волны инжекции  $\lambda_{CW}$  из этой области искажения пропадают. Существенных изменений в спектре не происходит вплоть до тех пор, пока  $\lambda_{CW}$  не оказывается вблизи спектральных пиков Келли.

При попадании длины волны инжекции  $\lambda_{CW}$  в область критической близости с длинноволновым пиком Келли оптического спектра импульса (выделена серым цветом на рис.4,а) наблюдается сдвиг оптического спектра импульса, в результате которого, спектральный пик Келли сближается с линией инжекции (рис.4,б). Мониторинг радиочастотного спектра показывает, что после сдвига оптического спектра уровень супермодового шума падает на десятки дБ. На рис.3 показано изменение радиочастотных спектров, наблюдаемое после инжекции, для двух различных частот следования импульсов. На радиочастотных спектрах, снятых с разрешением 300 кГц, падение уровня супермодового шума составляет:  $\Delta$ УПСШ = 29 дБ для частоты следования  $\sim 245$  МГц и  $\Delta$ УПСШ = 25.5 дБ для частоты  $\sim 1121$  МГц (рис.3,а,б). На крупномасштабном радиочастотном спектре, снятом для частоты следования импульсов  $\sim 1121$  МГц с разрешением 10 МГц, мы также отмечаем снижение супермодового шума на  $\sim 18$  дБ (рис.3,в). Стабилизация ГСМ подтверждается существенным снижением временного джиттера. Прямые измерения при помощи осциллографа показывают его уменьшение в 5–9 раз: для частоты следования  $\sim 245$  МГц новое значение джиттера после инжекции составляет 8.5 пс, а для частоты  $\sim 1121$  МГц – 10.2 пс.

Эксперименты, аналогичные описанным выше, были проведены на всех частотах следования импульсов, наблюдаемых в режиме ГСМ. Полученные результаты, а именно: изменение уровня супермодового шума  $\Delta$ УПСШ и величина сдвига оптического спектра  $\Delta\lambda$  для каждой частоты, представлены на рис.4,в. Можно видеть, что величины  $\Delta$ УПСШ и  $\Delta\lambda$  коррелируют между собой, при

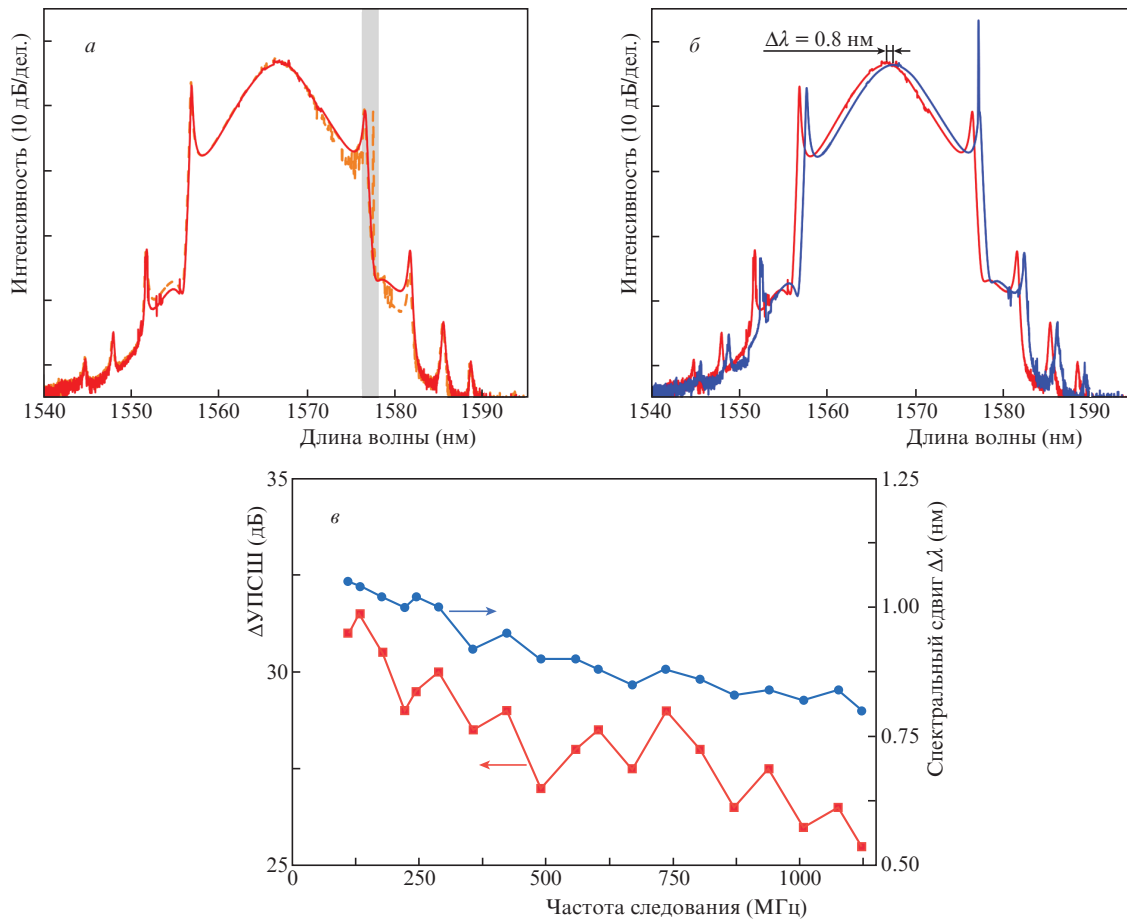


Рис.4. Оптический спектр (*a*) на частоте следования импульсов  $\sim 1121$  МГц до инъекции (сплошная кривая) и в начальный момент внешней инъекции (штриховая кривая) (серым цветом выделена полоса, при попадании в пределы которой инъекция вызывает сдвиг оптического спектра); сдвиг оптического спектра (*b*) при внешней инъекции на частоте следования  $\sim 1121$  МГц (красная кривая – оптический спектр до инъекции, синяя – после внешней инъекции); изменение уровня супермодового шума ΔУПСШ, полученное при разрешении радиочастотного анализатора 300 кГц (красные квадраты), и сдвиг оптического спектра  $\Delta\lambda$  (синие кружки), наблюдаемые при внешней инъекции на различных частотах следования импульсов (*c*).

этом их значения снижаются с увеличением частоты следования. Как было отмечено выше, ГСМ с максимальной частотой следования  $\sim 1145$  МГц наблюдается при критической накачке  $\sim 355$  мВт. При увеличении мощности накачки лазер переходит в режим генерации банча импульсов (синяя область на рис.2,*a*). Наши наблюдения показывают, что инъекция непрерывного излучения в резонансную полосу вблизи длинноволнового пика Келли позволяет расширить область ГСМ. В этом случае при накачке, превышающей критический уровень, инъекция приводит к разрушению банча и установлению ГСМ с частотой следования импульсов выше предельной. Серия экспериментов с последовательным увеличением мощности накачки лазера с внешней инъекцией продемонстрировала последовательное увеличение частоты следования в состоянии ГСМ. Отметим, что в некоторых случаях для сохранения ГСМ потребовалась дополнительная регулировка фокального пятна SESAM. В конечном итоге максимальная частота следования, достигнутая для лазера с внешней инъекцией, составила  $\sim 2195$  МГц при уровне накачки  $\sim 620$  мВт.

Из экспериментов также следует, что внешняя инъекция с длиной волны, близкой к коротковолновому пику Келли, имеет обратный эффект, дестабилизирующий ГСМ. Так же как и ранее, для всех частот следования, на-

блюдаемых в ГСМ-режиме лазера, инъекция в эту область обеспечивает сдвиг оптического спектра, приводящий к спектральному сближению пика Келли с длиной волны инъекции, однако в этом случае происходит разрушение режима ГСМ и формирование шумового банча импульсов.

Исследование вопроса о влиянии уровня инъекции на процесс стабилизации режима ГСМ показало, что изменение мощности инъекции приводит главным образом к изменению спектральной ширины области резонансного взаимодействия, находящейся вблизи пиков Келли, при этом параметры стабилизации (изменение УПСШ, временной джиттер) изменяются незначительно. С увеличением мощности инъекции данная область существенно расширяется, и ее ширина может достигать нескольких нанометров, однако при достижении уровня инъекции  $\sim 25$  мВт на выходе кольцевого лазера наблюдаются значительные спектральные искажения, соответствующие нарушению процесса синхронизации мод. В обратном случае, при снижении мощности инъекции спектральная ширина области резонансного взаимодействия постоянно уменьшается. При уменьшении мощности до уровня  $\sim 1.5$  мВт попытки спектральной настройки инъекции не привели к стабилизации режима ГСМ, что говорит о резком сужении резонансной области. По нашим оценкам, в

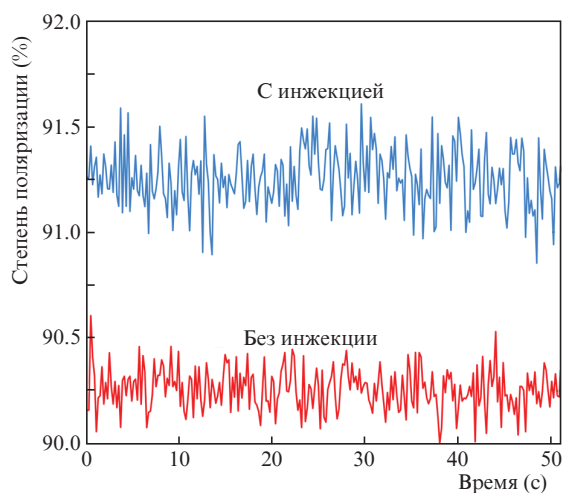


Рис.5. Изменение степени поляризации выходного излучения лазера с внешней инжекцией и без нее.

данном случае ее ширина не превышает 1–2 пм. В указанном смысле данная мощность инжекции может считаться порогом инжекционной стабилизации режима ГСМ.

Эксперимент также показывает существенную зависимость результата стабилизации ГСМ от ширины линии источника инжекции. В частности, сравнение двух внешних лазерных источников непрерывного излучения, Santec TSL (ширина линии ~100 кГц) и Yanista T100 (ширина линии ~200 кГц), оперирующих с равной выходной мощностью, продемонстрировало сужение спектральной полосы резонансного взаимодействия при уширении линии генерации внешнего источника. Например, при мощности инжекции  $P_{CW} = 10$  мВт спектральная ширина резонансной области составляла ~1.3 нм при использовании лазера Santec и снижалась до ~0.4 нм при использовании лазерного источника Yanista.

В заключение приведем данные о поляризационной устойчивости лазера, полученные при помощи поляриметра Keysight N7781B. На рис.5 показаны изменения степени поляризации, полученные для лазера в режиме ГСМ на частоте следования ~1121 МГц с внешней инжекцией и в ее отсутствие. Результаты показывают, что без внешнего источника инжекции степень поляризации составляет ~90.26% при вариации 0.32%. После включения внешней инжекции степень поляризации повышается примерно до 91.24% при вариации 0.44%, что является вполне удовлетворительным показателем.

### 3. Численное моделирование

Экспериментальные результаты демонстрируют, что инжекция внешнего непрерывного излучения в область, близкую к длинноволновому пику Келли оптического спектра волоконного лазера, стабилизирует режим ГСМ. Известно, что равномерное распределение импульсов в кольцевом волоконном лазере в режиме ГСМ является следствием их взаимного отталкивания [6, 8, 16–18]. Его низкая интенсивность приводит к тому, что ГСМ подвержена неустойчивостям, связанным с воздействием шумовых факторов либо с конкуренцией межимпульсного отталкивания с взаимным притяжением импульсов, возникающим вследствие различных механизмов взаимодействия. В качестве примера можно привести конкуренцию отталкивания, возникающего вследствие насыщения

и релаксации усиления [16–18], с притяжением, которое может быть следствием взаимодействия, передаваемого посредством дисперсионных волн [19]. Стабилизация ГСМ свидетельствует о возможном повышении интенсивности отталкивания импульсов, происходящем под действием резонансной инжекции внешнего непрерывного излучения.

Для исследования изменений в физике формирования ГСМ в волоконном резонаторе мы провели численное моделирование взаимодействия импульсов с учетом эффектов внешней инжекции. Принципиальной целью численных экспериментов было определение обстоятельств, влияющих на интенсивность межимпульсного взаимодействия, при этом постановка задачи не требует точного повторения условий эксперимента. В силу значительной вычислительной сложности мы ограничились случаем пары взаимодействующих импульсов и применили ряд упрощений. Схема, использованная при моделировании, представлена на рис.6. Распространение излучения по волоконным элементам (эрбиевому волоконному усилителю и одномодовому волокну (SMF)) длиной  $l_{EDF}$  и  $l_{SMF}$  описывается уравнением типа нелинейного уравнения Шредингера (при распространении в SMF усиление  $g$  и параметр фильтрации  $\beta_{2f}$  равны нулю):

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma |A|^2 A = \frac{gA}{2} + \frac{\beta_{2f}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где  $A(z, t)$  – амплитуда распространяющегося излучения;  $\beta_2$  и  $\gamma$  – дисперсия групповых скоростей и параметр керровской нелинейности волокна (для простоты полагаются равными в волоконном усилителе и SMF). Все линейные потери в системе учитываются при прохождении излучения через выходной ответвитель с коэффициентом передачи  $\rho < 1$ . Насыщающийся поглотитель в приближении мгновенной релаксации описывается функцией передачи

$$F_{CNT} = 1 - \alpha_{NS} \frac{\alpha_0}{1 + |A|^2 / P_s},$$

где  $\alpha_{NS}$  – ненасыщающиеся потери;  $\alpha_0$  – глубина модуляции;  $P_s$  – мощность насыщения насыщающегося поглотителя.

В импульсных последовательностях с частотой следования в диапазоне  $10^2 - 10^4$  МГц основной вклад в отталкивание импульсов вносит взаимодействие, осуществляемое посредством насыщения и релаксации усиления [6, 16–18]. При его моделировании усиление удобно выбрать в специальном виде:  $g(z, t) = g_s(z) + g_t(t, z)$ ,  $g_s \gg g_t$ ,

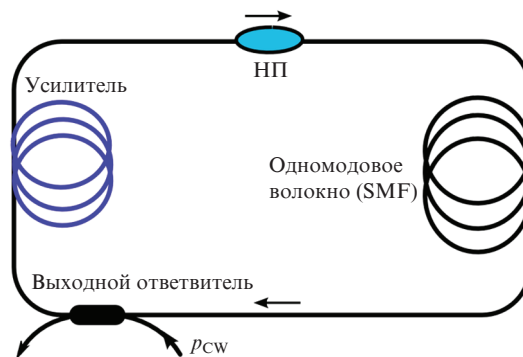


Рис.6. Схема лазера, использованная в численном моделировании (НП – насыщающийся поглотитель).

где основная часть  $g_s$  усредняется по окну моделирования, т. е. не зависит от времени:

$$g_s(z) = g_{s0} \left( 1 + \frac{1}{E_g} \int_0^{\tau_{win}} |A(z, t)|^2 dt \right)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь  $g_{s0}$  – коэффициент ненасыщенного усиления малого сигнала, а  $E_g$  – энергия насыщения усиления, определяемая уровнем накачки. Основная часть усиления полагается спектрально параболической с центром на длине волны  $\lambda_0 = 1569$  нм и с шириной  $\beta_{2f} = g_s / \Omega_g^2$ , определяемой параметром  $\Omega_g$ . Спектрально неограниченный параметр усиления  $g_t(t, z)$  полагается малым по сравнению с основным спектрально ограниченным усилением  $g_s(z)$ . Используемое при моделировании допущение состоит в том, что малая спектрально неограниченная добавка к усилению, лишь незначительно изменяя выходные параметры системы (длительность импульса, ширину спектра), позволяет достаточно просто смоделировать взаимодействие импульсов через насыщение и релаксацию усиления. Подобный выбор усиления значительно упрощает и позволяет существенно ускорить численные расчеты, оставаясь, по сути, единственным возможным при осуществлении моделирования взаимодействия импульсов, результаты которого заметны лишь на протяжении десятков тысяч обходов резонатора. Введенная малая часть усиления, зависящая от времени,  $g_t(t, z)$  подчиняется уравнению насыщения и релаксации

$$\frac{dg_t}{dt} = \frac{g_{t0} - g_t}{\tau_g} - \frac{g_t |A(z, t)|^2}{E_g}. \quad (3)$$

Параметр  $g_{t0} \ll g_{s0}$  обозначает ненасыщенное значение  $g_t(t, z)$ ,  $\tau_g$  – время релаксации усиления. Зависящее от времени усиление  $g_t$  обеспечивает вклад в дрейфовую скорость импульса, пропорциональный величине насыщения усиления импульсом  $\Delta g_t$ . При наличии в резонаторе нескольких импульсов величина вклада в дрейфовую скорость импульса зависит от межимпульсных расстояний. Известно, что различие в дрейфовых скоростях импульсов, возникающее вследствие насыщающегося и релаксирующего усиления, приводит к их взаимному отталкиванию и реализации ГСМ [16–18, 20].

Инжекция внешнего излучения на  $k$ -м обходе резонатора через ответвитель с коэффициентом передачи  $\rho$  может быть записана как

$$A(t, k) = \rho A(t, k-1) + \sqrt{1 - \rho^2} A_{cw}(t, k), \quad (4a)$$

при этом при выполнении условий резонанса амплитуда инжекции удовлетворяет следующему соотношению:

$$A_{cw}(t, k) = \sqrt{\rho_{cw}} \times \exp[i(\omega_{cw} t + \beta_2 \omega_{cw}^2 (l_{SMF} + l_a)(k-1)/2)], \quad (4б)$$

где  $\rho_{cw}$  – мощность инжекции, а  $\omega_{cw}$  – ее частота относительно максимума усиления. Значения параметров системы, используемые при численном моделировании, приведены ниже.

$\gamma$ ( $\text{Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ )	0.0033
$\beta_2$ ( $\text{пс}^2 \cdot \text{м}^{-1}$ )	-0.018
$\Omega_g/2\pi$ (ТГц)	2.25

$l_{SMF}$ (м)	10
$l_{EDF}$ (м)	2.5
$g_{s0}$ ( $\text{м}^{-1}$ )	0.15
$g_{t0}$ ( $\text{м}^{-1}$ )	0.025
$E_g$ (пДж)	115
$\tau_g$ (нс)	75
$\tau_{win}$ (пс)	246
$\alpha_0$	0.025
$\alpha_{NS}$	0.125
$P_s$ (Вт)	5
$\rho$	0.9
$\rho_{CW}$ (МВт)	0.75

При моделировании рассматривается взаимодействие пары импульсов в задаче с периодическими граничными условиями. В этом случае размер окна моделирования  $\tau_{win} = 1/f_T$  имеет смысл фундаментального периода резонатора  $T_R$ . Параметр времени релаксации  $\tau_g$  для волокон, легированных Er, имеет порядок  $10^{-4}$  с, т. е. в реальных лазерных системах  $\tau_{win} \ll \tau_g$ . Для ускорения моделирования эти временные параметры были значительно уменьшены ( $\tau_{win} \sim 10^{-10}$  с,  $\tau_g \sim 10^{-7}$  с), т. е. мы можем говорить, что в реальных волоконных лазерах исследуемые процессы происходят примерно в  $10^2$ – $10^3$  раз медленнее. Начальные условия модели выбраны в виде пары импульсов, расположенных в резонаторе на разных расстояниях друг от друга (рис. 7):  $T_{10} = 156$  пс и  $T_{20} = \tau_{win} - T_{10} = 90$  пс. В ходе моделирования мы сравнили два возможных варианта реализации ГСМ (рис. 7, 8). В первом из них межимпульсное отталкивание происходит только за счет изменения зависящего от времени усиления  $g_t(t, z)$ , во втором – дополнительно учитывается внешняя инжекция (4).

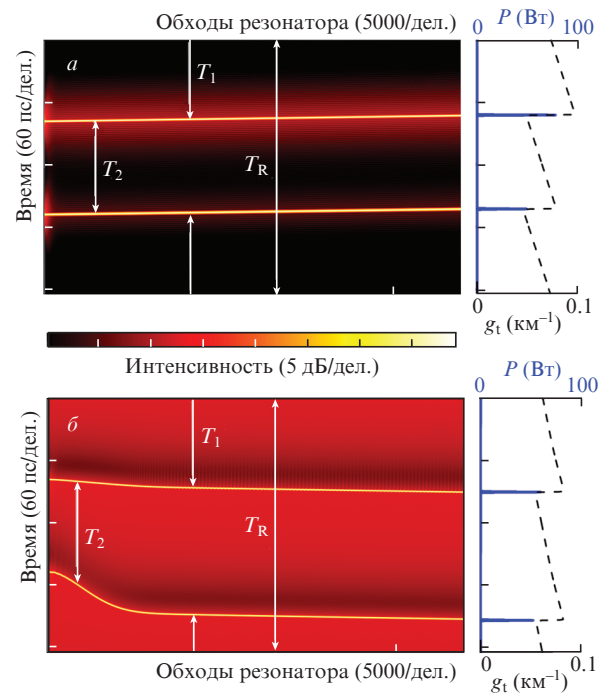


Рис. 7. Результаты численного моделирования распространения пары взаимодействующих импульсов в лазере:  $a$  – взаимодействие осуществляется только через насыщающееся и релаксирующее усиление;  $b$  – взаимодействие при включении инжекции внешнего узкополосного излучения. Справа показано конечное расположение импульсов и изменение зависящего от времени усиления  $g_t$ .

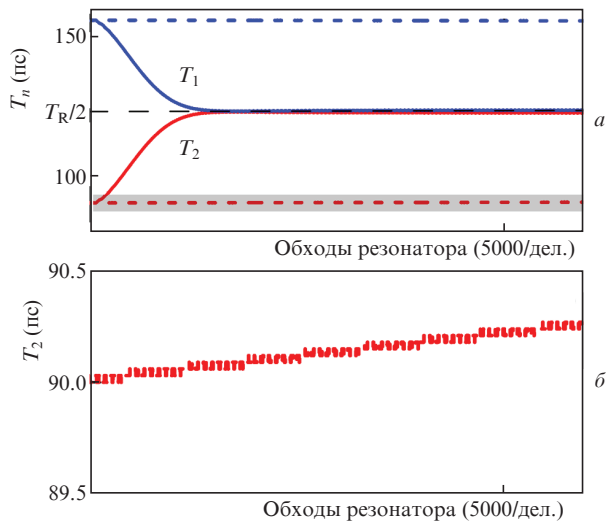


Рис.8. Результаты численного моделирования: *a* – изменение межимпульсных расстояний при распространении пары взаимодействующих импульсов (штриховые линии – при взаимодействии только через насыщающееся и релаксирующее усиление, сплошные линии – при взаимодействии с участием инжекции внешнего узкополосного излучения); *б* – увеличенное изображение области, выделенной на рис.8,*a*, показывающее изменение параметра  $T_2$  при взаимодействии через зависящее от времени усиления  $g_t(t, z)$ .

Из рис.7,*a* и 8,*a* видно, что в первом случае интенсивность взаимодействия очень низкая, и изменение межимпульсных расстояний происходит крайне медленно – за 5000 проходов резонатора разность расстояний  $T_2 - T_1$  изменилась менее чем на 1 пс. Грубая оценка показывает, что ГСМ может установиться не менее чем за  $10^5$  проходов резонатора. При столь малой интенсивности взаимодействия процесс ГСМ может быть нарушен фактически любым шумовым воздействием, приводящим к высокому временному джиттеру. Для численных экспериментов с внешней инжекцией (рис.7,*б*) выбрана частота  $\omega_{CW} \approx -6.7 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$ , находящаяся вблизи начального положения длинноволнового пика Келли оптического спектра ( $\omega_K \approx -6.65 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ). В этом случае наблюдается на порядки более быстрое выравнивание межимпульсных расстояний,  $T_2 - T_1 \rightarrow 0$ , и переход к ГСМ менее чем за 2000 проходов резонатора.

Для выяснения деталей процессов, происходящих при установлении ГСМ, схематично рассмотрим изменения, происходящие в области пьедесталов импульсов. Собственный пьедестал импульса формируется из дисперсионного излучения и в спектральном представлении отражается в виде пиков Келли [21]. Дисперсионные зависимости позволяют сопоставить длинноволновому пику Келли левое крыло солитонного пьедестала, а коротковолновому – правое крыло. Возникающий при внешней инжекции фон интерферирует с пьедесталами импульсов. Сближение длины волны инжекции  $\lambda_{CW}$  с одним из пиков Келли порождает устойчивую интерференционную картину, асимметричную по отношению к импульсу.

В случае инжекции в область, близкую к длинноволновому пику Келли (рис.9), деструктивная интерференция фона с левым крылом пьедестала приводит к провалу интенсивности, в то время как интерференция фона с правым крылом формирует стоячую волну [22]. В этой ситуации, представленной на рис.9,*a* и соответствующей начальной стадии распространения импульсов на рис.7,*б* (после  $\sim 100$  проходов резонатора), добавки к дрейфовой скорости импульсов направлены направо. Вид взаимодействия (отталкивание или притяжение) между импульсами определяется разностью дрейфовых скоростей импульсов, возникающих вследствие асимметрии пьедесталов. Интенсивность интерферирующего фона, в частности, зависит от уровня усиления и, следовательно, от межимпульсных расстояний. Более длинное расстояние между импульсами приводит к понижению уровня провала (рис.9,*a*). Таким образом, импульс, следующий за более длинным межимпульсным интервалом, получает большую прибавку к групповой скорости, т.е. совместное действие инжекции и зависящего от времени усиления обеспечивает дрейфы скорости, позволяющие усилить отталкивание и приводящие к окончательному однородному распределению импульсов с повторяемостью профиля пьедестала (рис.9,*б*). Таким образом, можно утверждать, что внешняя инжекция обеспечивает появление дополнительного отталкивающего межимпульсного взаимодействия, существенно превышающего по интенсивности взаимодействие через насыщение и релаксацию усиления. Эксперимент и проведенное нами численное моделирование подтверждают этот вывод. С другой стороны, внешняя инжекция в область коротковолнового

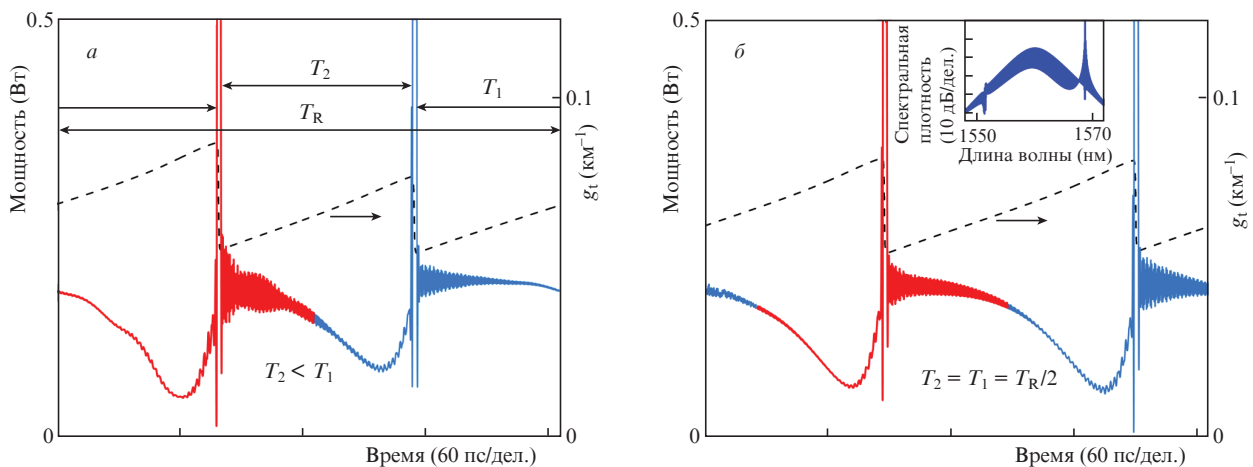


Рис.9. Результаты численного моделирования. Пьедесталы импульсов, взаимодействующих с участием внешней узкополосной инжекции и зависящего от времени усиления  $g_t$ : *a* – начальная стадия взаимодействия; *б* – стадия, близкая к равновесию. На вставке показан оптический спектр импульсов.

пика Келли приводит к противоположной асимметрии пьедестала и обратной картине, заключающейся в усилении разницы между импульсными пьедесталами, и взаимному притяжению импульсов. Поскольку интенсивность этого взаимодействия превышает интенсивность оттачивания посредством насыщения и релаксации усиления, то данная ситуация соответствует разрушению состояния ГСМ и образованию банча импульсов, что и наблюдается в эксперименте.

#### 4. Заключение

Нами рассмотрен волоконный лазер, изготовленный из сохраняющих поляризацию компонентов, с синхронизацией мод, осуществляемой при помощи полупроводникового зеркала SESAM. Главной целью было исследование возможной ГСМ с частотой следования импульсов, на порядки превышающей фундаментальную частоту волоконного резонатора. Показано, что после подстройки фокального пятна SESAM лазер находится в области ГСМ-генерации вплоть до повышения накачки до критического уровня  $\sim 355$  мВт с максимальной частотой следования  $\sim 1145$  МГц. Исследования радиочастотных спектров лазера показали, что наблюдаемый режим ГСМ характеризуется в данном случае сравнительно невысоким уровнем подавления супермодового шума – около 25 дБ, несколько снижающимся при повышении частоты следования импульсов. При превышении критического уровня накачки состояние ГСМ разрушается, и лазер переходит в режим генерации банча импульсов.

Эксперименты по инъекции излучения внешнего непрерывного лазера показали, что внешняя инъекция, осуществляемая в резонансную спектральную область, близкую к длинноволновому пику Келли оптического спектра лазера, находящегося в режиме ГСМ, способствует значительному снижению уровня супермодового шума и уменьшению временного джиттера лазера. Более того, внешняя инъекция позволила увеличить критическую мощность накачки и, соответственно, поднять максимальную частоту следования импульсов лазера до  $\sim 2195$  МГц. Качество поляризации лазера при этом не ухудшилось. Обнаружено также, что внешняя инъекция в область, близкую к коротковолновому пику Келли, приводит к обратному эффекту разрушения ГСМ.

Проведенное численное моделирование взаимодействия импульсов волоконного лазера на основе SESAM в присутствии внешней инъекции позволяет дать качественные объяснения наблюдаемым эффектам. Как было

показано, резонансная внешняя инъекция в область длинноволнового пика Келли приводит к появлению отталкивающего взаимодействия между импульсами, что повышает стабильность режима ГСМ. Наоборот, инъекция в область коротковолнового пика Келли приводит к притяжению импульсов, что дестабилизирует ГСМ и обеспечивает формирование банча импульсов. Полученные результаты несомненно послужат развитию технологии волоконных лазеров с высокой частотой следования импульсов, изготовленных из компонентов, сохраняющих поляризацию.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-79-30017).

1. Diddams S.A. *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.*, **27** (11), 51 (2010).
2. Wu R., Torres-Company V., Leaird D.E., Weiner A.M. *Opt. Express*, **21** (5), 6045 (2013).
3. Grudinin A.B., Gray S. *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.*, **14** (1), 144 (1997).
4. Lecaplain C., Grelu P. *Opt. Express*, **21** (9), 10897 (2013).
5. Ribenek V.A., Itrin P.A., Korobko D.A., Fotiadi A.A. *APL Photonics*, **9** (5), 1564895 (2024).
6. Liu X., Pang M. *Laser Photonics Rev.*, **13** (9), 1800333 (2019).
7. Rana F., Lee H.L., Ram R.J., Grein M.E., Jiang L.A., Ippen E.P., Haus H.A. *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.*, **19** (11), 2609 (2002).
8. Gray S., Grudinin A.B., Loh W.H., Payne D.N. *Opt. Lett.*, **20**, 189 (1995).
9. Lin G.R., Wu M.C., Chang Y.C. *Opt. Lett.*, **30** (14), 1834 (2005).
10. Рибенек В.А., Золотовский И.О., Итрин П.А., Коробко Д.А. *Квантовая электроника*, **52** (7), 604 (2022).
11. Рибенек В.А., Итрин П.А., Коробко Д.А., Фотиади А.А. *Квантовая электроника*, **53** (10), 772 (2023).
12. Korobko D.A., Ribenek V.A., Stoliarov D.A., Mégret P., Fotiadi A.A. *Opt. Express*, **30**, 17243 (2022).
13. Ribenek V.A., Stoliarov D.A., Korobko D.A., Fotiadi A.A. *Opt. Lett.*, **46** (22), 5747 (2021).
14. Sobon G., Sotor J., Abramski K.M. *Laser Phys. Lett.*, **9** (8), 581 (2012).
15. Liu X. *Phys. Rev. A: At. Mol. Opt. Phys.*, **81** (2), 023811 (2010).
16. Kutz J.N., Collings B.C., Bergman K., Knox W.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34** (9), 1749 (1998).
17. Korobko D.A., Ribenek V.A., Fotiadi A.A. *J. Lightwave Technol.*, **49** (17), 4983 (2024).
18. Korobko D.A., Ribenek V.A., Itrin P.A., Stoliarov D.A., Fotiadi A.A. *Opt. Laser Technol.*, **162**, 109284 (2023).
19. Chen Y., Wu M., Tang P., Chen S., Du J., Jiang G., Wen S. *Laser Phys. Lett.*, **11** (5), 055101 (2014).
20. Korobko D.A., Stoliarov D.A., Itrin P.A., Ribenek V.A., Odnoblyudov M.A., Petrov A.B., Gumenyuk R.V. *J. Lightwave Technol.*, **39** (9), 2980 (2021).
21. Dennis M.L., Duling I.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (6), 1469 (1994).
22. Komarov A., Komarov K., Niang A., Sanchez F. *Phys. Rev. A*, **89** (1), 013833 (2014).