

# Генерация диссипативных солитонов в сверхдлинном волоконном лазере с активной синхронизацией мод\*

Н.А.Коляда, Б.Н.Нюшков, А.В.Иваненко, С.М.Кобцев,  
П.Харпер, С.К.Турицын, В.И.Денисов, В.С.Пивцов

*Впервые реализован и исследован одноимпульсный режим активной синхронизации мод в волоконном лазере с длиной резонатора более 1 км. Разработанный цельноволокнистый эрбиевый лазер имеет нормальную внутривибраторную дисперсию и генерирует диссипативные солитоны длительностью 8 нс с фундаментальной частотой следования 163.8 кГц. Энергия в импульсе достигает 34 нДж. Реализованный метод синхронизации мод с использованием внутривибраторного модулятора интенсивности обеспечивает самозапуск и высокую стабильность импульсного режима генерации. Продемонстрирована возможность непрерывной перестройки центральной длины волны генерации в диапазоне 1558–1560 нм без применения перестраиваемых спектрально-селективных элементов в резонаторе. Перестройка происходит при регулировании частоты модулирующего сигнала вследствие вынужденного изменения периода следования импульсов (групповой задержки) в условиях внутривибраторной хроматической дисперсии.*

**Ключевые слова:** активная синхронизация мод, сверхдлинный волоконный лазер, диссипативные солитоны.

## 1. Введение

В последние годы во многих лабораториях мира активно разрабатывались и исследовались сверхдлинные (с резонаторами километровой и более длины) волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод (ПСМ). Такие лазеры могут генерировать регулярную последовательность коротких импульсов с высокой энергией (до нескольких мкДж) и низкой частотой следования ( $\sim 100$  кГц и менее). После первой демонстрации подобного лазера с относительно большой энергией в импульсе [1] последовал целый ряд работ, посвящённых разработке и исследованию сверхдлинных итербиевых и эрбиевых волоконных лазеров, имеющих разнообразные конфигурации резонаторов и механизмы ПСМ [2–8]. Интерес к данному направлению был вызван как нетривиальной физикой, лежащей в основе динамики импульсной генерации в сверхдлинных волоконных резонаторах, так и прикладным значением

подобных лазерных источников для широкого круга применений в метрологии, индустрии и телекоммуникациях.

Режим генерации импульсов в волоконных лазерах с синхронизацией мод определяется сложным динамическим балансом между дисперсионными и нелинейными эффектами, диссипативными и регенеративными процессами в волоконном резонаторе. В случае, когда в процессе формирования импульса доминирует дисперсионный фазовый набег, например в волоконных лазерах с полностью нормальной внутривибраторной дисперсией, возможна генерация так называемых диссипативных оптических солитонов [9–11] – импульсов, характеризующихся монотонным изменением мгновенной частоты (чирпом) и специфической формой оптического спектра с крутыми краями. Очень большая нормальная внутривибраторная дисперсия в сверхдлинных лазерах обычно приводит к формированию гигантского чирпа [2] и, соответственно, к сравнительно большой (до нескольких наносекунд) длительности генерируемых импульсов. Однако именно возможность масштабировать чирп позволяет аккумулировать относительно большую энергию в диссипативных солитонах без их распада в отличие от других типов импульсов, генерируемых в волоконных лазерах с ПСМ [11]. В определённых случаях мгновенная частота импульсов меняется почти по линейному закону, что обуславливает возможность последующей компрессии генерируемых импульсов до пикосекундных длительностей [12]. В целом формирование устойчивых одиночных импульсов в лазерах со сверхдлинными оптоволоконными резонаторами представляет собой более сложную нелинейную задачу, чем в случае традиционных коротких волоконных лазеров. Поэтому последовательное изучение различных способов устойчивой генерации в сверхдлинных лазерах вызывает большой интерес.

На сегодняшний день наибольшей импульсной энергии удалось достичь в сверхдлинных волоконных лазерах, в которых ПСМ осуществляется за счёт эффекта нелинейной эволюции состояния поляризации в волокне (НЭСП) (см., напр., [1–4]). Однако синхронизация мод

\*Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2012 г.

**Н.А.Коляда, В.И.Денисов.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: denisov@laser.nsc.ru

**Б.Н.Нюшков, С.М.Кобцев.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: nyushkov@laser.nsc.ru

**А.В.Иваненко, С.М.Кобцев.** Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: kobtsev@lab.nsc.ru

**P.Harper, S.K.Turitsyn.** Aston Institute of Photonic Technologies, Electronic Engineering, Aston University, Birmingham, B4 7ET, UK

**В.С.Пивцов.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

за счёт НЭСП в таких лазерах может привести при определённых условиях к генерации наносекундных цугов импульсов с квазистохастическим заполнением фемтосекундными импульсами [6, 13]. Для реализации одноимпульсной генерации требуется прецизионная настройка оптомеханических элементов (контроллеров поляризации). Долговременное поддержание режима синхронизации мод за счёт НЭСП без периодической подстройки волоконных контроллеров поляризации невозможно в силу релаксации напряжения аморфного вещества – стекла – при длительном механическом воздействии. Недостатками использования НЭСП также являются высокая чувствительность режима синхронизации мод и выходных характеристик лазера к внешним возмущениям из-за большой длины резонатора и значительного влияния поляризационной неустойчивости, отсутствие стабильного самозапуска. Кроме того, при необходимости стабилизировать (синхронизовать) частоту следования импульсов по внешнему генератору в лазерах такого типа требуется реализация динамического контроля длины резонатора и применение системы автоматической подстройки частоты.

Цель настоящей работы – экспериментальная демонстрация и предварительное исследование одноимпульсного режима активной синхронизации мод (АСМ) в сверхдлинном волоконном лазере с нормальной дисперсией для стабильной генерации импульсов с высокой энергией. Основные аспекты апробации АСМ – это возможность обеспечения за счёт АСМ более надёжного запуска и долговременного поддержания импульсного режима генерации, повышение устойчивости к внешним воздействиям и стабильности выходных характеристик лазера, а также решение проблемы синхронизации (стабилизации) частоты с внешним генератором. Кроме того, в работе демонстрируется и обсуждается дисперсионный механизм перестройки длины волны генерации, сопровождающий изменение частоты следования импульсов. В сверхдлинных волоконных лазерах АСМ, позволяющая генерировать импульсы с фундаментальной частотой следования, применяется впервые. Все вышеперечисленные аспекты применения АСМ в лазерах такого типа исследуются впервые.

## 2. Экспериментальная установка

Исследуемый лазер имел цельноволокнистый (без объёмных оптических элементов) кольцевой резонатор (рис.1). В качестве активного световода использовалось высоколегированное эрбиевое волокно LIEKKI Er30-4/125 (поглощение 30 дБ/м на длине волны 1530 нм) длиной 2.5 м. Накачка активного волокна осуществлялась диодным лазером на  $\lambda = 980$  нм через волоконный мультиплексор. Максимальная мощность накачки составляла 300 мВт. Большая длина и нормальная дисперсия групповых скоростей (ДГС) резонатора обеспечивались протяжённым отрезком специального телекоммуникационного волокна, намотанного на катушку. Использовалось компенсирующее дисперсию волокно Sumitomo N-DCFM-C-10-FA длиной  $\sim 1.25$  км с нормальной ДГС ( $\beta_2 \geq 0$ ), составляющей  $+217$  пс<sup>2</sup> на  $\lambda = 1.55$  мкм. Вносимые катушкой волокна оптические потери не превышали  $\sim 1.3$  дБ. Длины вынужденно используемых световодов с аномальной ДГС (выводы оптоволоконных элементов, активное волокно) были минимизированы так, что суммарная величина вносимой ими дисперсии была пренебрежимо мала (на длине волны 1.55 мкм она составляла около  $-0.05$  пс<sup>2</sup>).

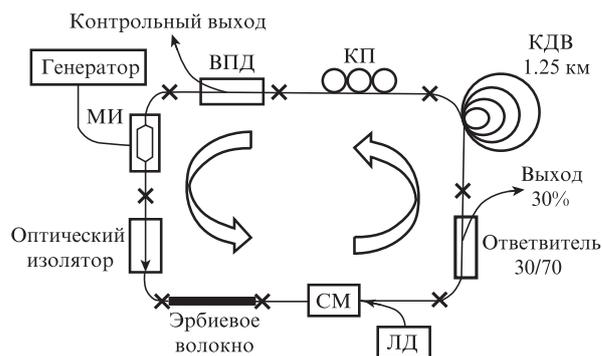


Рис.1. Схема сверхдлинного волоконного эрбиевого лазера с активной синхронизацией мод:

ЛД – лазерный диод накачки; СМ – спектральный мультиплексор; МИ – модулятор интенсивности; ВПД – волоконный поляризационный делитель; КП – контроллер поляризации; КДВ (DCF) – компенсирующее дисперсию волокно (волокно с нормальной хроматической дисперсией).

Вывод излучения генерации из резонатора осуществлялся с помощью 30%-ного сплавного волоконного ответвителя. Для поддержания в кольцевой схеме резонатора однонаправленного режима бегущей волны применялся поляризационно-нечувствительный оптический изолятор с волоконными выводами. Для осуществления АСМ в резонаторе использовался телекоммуникационный электрооптический модулятор интенсивности (на основе интерферометрической схемы Маха–Цендера) с волоконными выводами. Поскольку для корректной работы модулятора излучение на входе должно быть линейно поляризованным, перед модулятором устанавливался поляризующий элемент – волоконный поляризационный делитель. Делитель и модулятор были связаны волокном, удерживающим поляризацию. Контроллер поляризации, установленный перед поляризационным делителем, использовался для расстройки механизма самосинхронизации мод (в случае его возникновения) за счёт эффекта НЭСП, а также для оптимизации энергетических характеристик лазера.

Модулятор управлялся цифровым функциональным радиочастотным (РЧ) генератором, перестраиваемым по частоте с шагом 0.1 Гц. Запуск режима активной синхронизации лазерных мод происходил тогда, когда частота периодического сигнала генератора приближалась к фундаментальной (межмодовой) частоте лазера (163.8 кГц), определяемой оптической длиной резонатора. При этом с помощью быстродействующего фотоприёмника и осциллографа регистрировалось возникновение регулярной последовательности лазерных импульсов с указанной частотой следования. Последовательность импульсов оказывалась синхронизованной с задающим сигналом РЧ генератора. Наиболее надёжная синхронизация мод была получена при использовании модулирующих сигналов пилообразной и синусоидальной формы. Поскольку существенных различий в параметрах импульсов при этом не выявлено, то в работе приводятся характеристики лазера, измеренные для синусоидального сигнала.

## 3. Результаты измерений и их обсуждение

Длительность лазерных импульсов составила 8 нс, а период следования – 6.1 мкс (рис.2). Измерения осуществлялись осциллографом с разрешением 0.4 нс. Измеренная

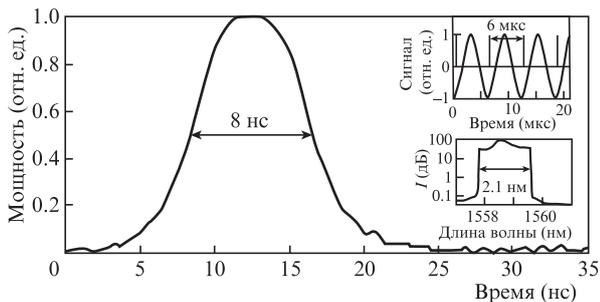


Рис.2. Осциллограмма импульса излучения сверхдлинного эрбиевого волоконного лазера с активной синхронизацией мод. На вставках: сверху – осциллограмма регулярной последовательности генерируемых импульсов, синхронизованных с модулирующим РЧ сигналом; внизу – оптический спектр излучения  $I(\lambda)$  в одноимпульсном режиме АСМ.

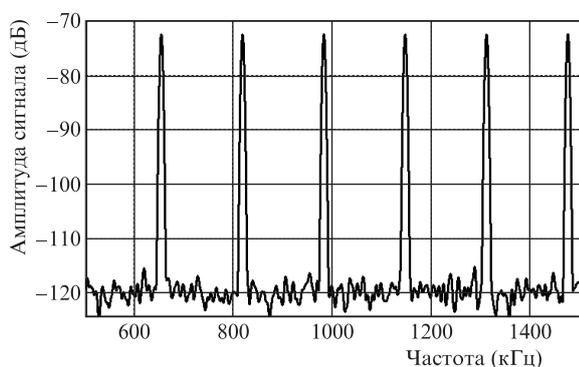


Рис.3. Радиочастотный спектр межмодовых биений лазера в одноимпульсном режиме АСМ.

с помощью РЧ анализатора спектра межмодовая частота составила 163.8 кГц. Отношение сигнал/шум в РЧ спектре межмодовых биений (рис.3) достигало 40 дБ. Результаты измерений свидетельствуют о том, что генерация импульсов происходила с фундаментальной частотой следования, т.е. режим синхронизации мод был одноимпульсным (один импульс на периоде резонатора). При выключении задающего РЧ генератора генерация регулярной последовательности импульсов немедленно прекращалась, сменяясь на квазинепрерывный стохастический режим. Это служило подтверждением исключительной роли механизма АСМ в формировании импульсов и отсутствия прямого влияния НЭСП. В режиме АСМ оптический спектр излучения уширялся и приобретал специфическую форму с крутыми, почти вертикальными краями, характерную для диссипативных оптических солитонов [10, 11, 13] (см. вставку на рис.2). Спектр регистрировался оптическим анализатором с разрешением 0.02 нм. Ширина спектра в режиме АСМ составила 2.1 нм (по уровню 0.1), а центральная длина волны излучения находилась вблизи 1559 нм. При регулировании частоты модулирующего РЧ сигнала происходила плавная перестройка длины волны генерации. Изменение частоты РЧ сигнала позволяло регулировать частоту следования импульсов в диапазоне 163808 – 163816 Гц без срыва режима синхронизации мод и без заметного изменения формы и длительности импульсов. Наблюдаемый эффект затягивания частоты следования подтверждает активную природу синхронизации мод. Изменение частоты следования импульсов сопровождалось изменением центральной длины волны генерации в спектральном диапазоне 1558 – 1560 нм (рис.4).

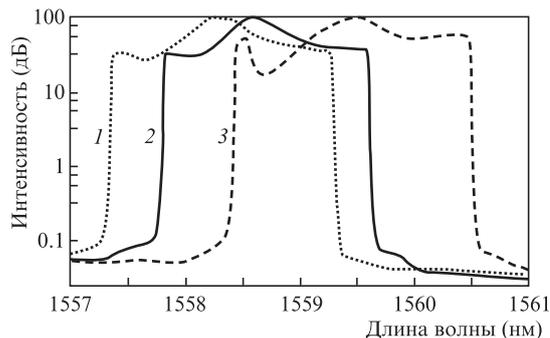


Рис.4. Перестройка длины волны генерации лазера в одноимпульсном режиме АСМ при изменении частоты следования импульсов. Приведены оптические спектры при частоте следования импульсов 163808 (1), 163810 (2) и 163816 Гц (3).

Этот эффект объясняется тем, что только за счёт изменения длины волны генерации в условиях внутрирезонаторной ДГС возможно изменение групповой задержки в резонаторе, а значит, и изменение периода/частоты следования импульсов при неизменных структурных параметрах резонатора. Подобный дисперсионный механизм перестройки длины волны при регулировании частоты следования импульсов наблюдался и исследовался ранее в волоконных лазерах с высокочастотной АСМ [14, 15]. Однако в сверхдлинных волоконных лазерах с одноимпульсным режимом АСМ и частотой следования импульсов в килогерцевом диапазоне такая перестройка исследуется впервые. Выражая изменение фундаментальной частоты следования импульсов через дифференциал групповой задержки в резонаторе в окрестности центральной длины волны генерации, можно получить соотношение, позволяющее определить чувствительность длины волны генерации к изменению частоты следования в зависимости от величины внутрирезонаторной дисперсии:

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta f} = \frac{1}{2\pi c} \frac{\lambda^2}{f^2} \frac{1}{\beta_2},$$

где  $c$  – скорость света,  $\lambda$  – длина волны генерации;  $f$  – частота следования импульсов;  $\beta_2$  – суммарная внутрирезонаторная ДГС. Подстановка значений характеристик и параметров разработанного лазера в данное соотношение даёт  $\Delta\lambda/\Delta f \sim 0.23$  нм/Гц, что хорошо согласуется с результатами экспериментальных наблюдений.

Максимальная мощность накачки, при которой сохранялся устойчивый одноимпульсный режим генерации, составляла 117 мВт, а средняя выходная мощность достигала 5.6 мВт. При увеличении мощности накачки генерация становилась менее стабильной – регулярная последовательность импульсов разрушалась, лазер переходил в неустойчивый многоимпульсный режим. Это может быть объяснено тем, что увеличение энергии диссипативных солитонов всегда сопровождается увеличением чирпа импульсов. Из-за этого эффективность и качество внутрирезонаторной модуляции с помощью интерферометрического электрооптического модулятора падает. Таким образом, при одноимпульсном режиме АСМ максимальная энергия в импульсе достигала 34 нДж. Дальнейшее повышение энергии импульса требует более глубокого понимания нелинейной динамики импульсной генерации при АСМ и оптимизации параметров лазера [16].

Если частота задающего РЧ генератора оставалась установленной в соответствии с фундаментальной частотой

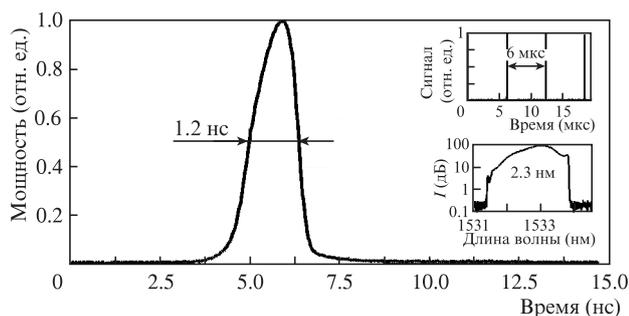


Рис.5. Осциллограмма импульса излучения сверхдлинного эрбиевого волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод. На вставках: вверху – осциллограмма регулярной последовательности генерируемых импульсов; внизу – оптический спектр излучения  $I(\lambda)$  в одноимпульсном режиме ПСМ.

той следования импульсов, то при каждом включении модулятора происходил самозапуск одноимпульсного режима АСМ. Режим поддерживался в лабораторных условиях в течение всего рабочего дня до момента выключения модулятора.

Для сравнения также исследовалась генерация разработанного лазера в режиме ПСМ. Для этого из резонатора лазера был исключен модулятор интенсивности. Синхронизация мод осуществлялась за счёт эффекта НЭСП в волокне. Роль поляризационного дискриминатора играл поляризационный делитель. В зависимости от настроек контроллеров поляризации и установленной мощности лазера накачки в резонаторе могли быть инициированы как многоимпульсные режимы генерации, так и режимы ПСМ с одним импульсом на периоде резонатора (одноимпульсные режимы). С помощью этих же настроек контролировались форма и длительность импульсов.

Наилучшим, с точки зрения устойчивости и минимальной длительности импульсов, был одноимпульсный режим ПСМ при мощности накачки 47 мВт и средней выходной мощности 1.5 мВт. При увеличении мощности лазер переходил в неустойчивый многоимпульсный режим. В описываемом здесь одноимпульсном режиме ПСМ частота следования импульсов была фундаментальной (163.8 кГц). Характерная форма оптического спектра (с крутыми краями) позволяла отнести генерируемые импульсы (рис.5) к классу диссипативных солитонов, как и в случае АСМ. Однако наблюдалось сильное смещение центральной длины волны генерации лазера в коротковолновую область усиления эрбиевого волокна (к 1533 нм). Коротковолновый край спектра был искажен, по всей видимости, как из-за сильной неравномерности усиления эрбиевого волокна в окрестностях длины волны генерации, так и из-за ограниченности спектральной полосы пропускания используемых в лазере волоконно-оптических элементов, рассчитанных на длину волны 1550 нм. Минимальная длительность импульсов в режиме ПСМ составляла 1.2 нс. Уменьшение длительности импульсов (относительно режима АСМ) связано с уменьшением энергии импульсов. В указанном режиме ПСМ энергия импульсов достигала лишь 9 нДж. Как уже упоминалось, масштабирование энергии диссипативных солитонов принципиально увязано с масштабированием chirpa, а значит – и длительности импульсов. В целом, устойчивость одноимпульсного режима генерации при ПСМ оказалась заметно хуже, чем при АСМ. Сильные внешние возмущения (акустические и вибрационные воздействия) приво-

дили к срыву указанного режима ПСМ, по своей природе критичного к поляризационной нестабильности. Для запуска режима ПСМ требовалась настройка контроллеров поляризации при каждом включении лазера.

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально продемонстрирована возможность генерации диссипативных солитонов с высокой энергией в сверхдлинных волоконных лазерах с активной синхронизацией мод. Показано, что использование АСМ в сверхдлинных лазерах имеет целый ряд преимуществ перед пассивной синхронизацией мод за счёт НЭСП, а именно: самозапуск и высокая устойчивость одноимпульсного режима генерации, синхронизованность частоты следования импульсов с частотой опорного РЧ генератора, возможность плавной электронно-управляемой перестройки длины волны генерации без использования каких-либо спектрально-селективных элементов. Отдельно отметим, что эффект затягивания частоты следования импульсов и дисперсионный механизм перестройки длины волны при осуществлении АСМ в сверхдлинных волоконных лазерах были исследованы впервые.

Основываясь на результатах работы, можно предположить, что переход к АСМ в сверхдлинных волоконных лазерах позволит расширить сферу их применения и вывести её за пределы лабораторий.

Работа выполнена при совместной финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00987-а), грантов Президента РФ (№ НШ-2979.2012.2, МК-3372.2012.2), ФЦП (№ 2012-1.1-12-000-4003-031, 14.В37.21.0452), совместного проекта фундаментальных исследований НАН Белоруссии и СО РАН (проект № 15) и 7-й Рамочной Программы ЕС (Программа Мария Кюри, грант TelaSens № 269271).

- Kobtsev S., Kukarin S., Fedotov Y. *Opt. Express*, **16**, 21936 (2008).
- Kelleher E.J.R., Travers J.C., Ippen E.P., Sun Z., Ferrari A.C., Popov S.V., Taylor J.R. *Opt. Lett.*, **34**, 3526 (2009).
- Денисов В., Нюшков В., Пивцов В. *Квантовая электроника*, **40**, 25 (2010).
- Nyushkov B.N., Denisov V.I., Kobtsev S.M., Pivtsov V.S., Kolyada N.A., Ivanenko A.V., Turitsyn S.K. *Laser Phys. Lett.*, **7**, 661 (2010).
- Senou Y., Nishizawa N., Sakakibara Y., Sumimura K., Itoga E., Kataura H., Itoh K. *Opt. Express*, **18**, 20673 (2010).
- Smirnov S.V., Kobtsev S.M., Kukarin S.V., Turitsyn S.K., in *Lasers with High-Energy Pulses, Chapter 3 in Laser Systems for Applications*. Ed. by Dr. K.Jakubczak (Rijeka: InTech, 2011, pp. 39–58).
- Song R., Chen H., Chen S., Hou J., Lu Q. *J. Opt.*, **13**, 035201 (2011).
- Nyushkov B.N., Ivanenko A.V., Kobtsev S.M., Turitsyn S.K., Mou C., Zhang L., Denisov V.I., Pivtsov V.S. *Laser Phys. Lett.*, **9**, 59 (2012).
- Akhmediev N., Ankiewicz A. *Dissipative Solitons, Lecture Notes in Physics* (Berlin/Heidelberg: Springer Series, 2005, Vol. 661).
- Renninger W.H., Chong A. and Wise F.W. *Phys. Rev. A*, **77**, 023814 (2008).
- Wise F.W., Chong A., Renninger W.H. *Laser Photon. Rev.*, **2**, 58 (2008).
- Nyushkov B.N., Korel I.I., Denisov V.I., Pivtsov V.S., Kolyada N.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7994**, 799406 (2010).
- Smirnov S., Kobtsev S., Kukarin S., Ivanenko A. *Opt. Express*, **20**, 27447 (2012).
- Pan S.L., Zhao X.F., Yu W.K., Lou C.Y. *Opt. Laser Technol.*, **40**, 854 (2008).
- Wang R., Dai Y., Yan L., Wu J., Xu K., Li Y., Lin J. *Opt. Express*, **20**, 6406 (2012).
- Bale B., Okhotnikov O.G., Turitsyn S.K., in *Fiber Lasers*. Ed. by O.G.Okhotnikov (Berlin: Wiley-VCH, 2012, pp. 135–175).