

УДК 621.373.8

УПРАВЛЕНИЕ РЕЖИМАМИ И ПАРАМЕТРАМИ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД: ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

© Б. Н. Ньюшков^{1,2}, А. В. Иваненко¹, С. В. Смирнов¹

¹Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

²Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20
E-mail: smirnov@lab.nsu.ru

Уникальная вариативность современной волоконной и интегральной оптики, развитие физики комплексных нелинейно-оптических явлений и нанофотоники способствовали разработке качественно новых подходов к реализации и управлению режимами импульсной генерации в волоконных лазерах в последнее десятилетие. В данной работе приведены структурированный обзор и сравнительный анализ актуальных методов статического и динамического управления режимами и параметрами генерации в волоконных лазерах с синхронизацией мод излучения.

Ключевые слова: волоконный лазер, синхронизация мод, сверхкороткие импульсы, короткие импульсы, управление параметрами.

DOI: 10.15372/AUT20210602

Введение. Исследовательский и прикладной интерес к волоконным лазерам с различной техникой синхронизации мод излучения не угасает уже более трёх десятилетий со времени первых демонстраций таких лазеров в начале 1990-х гг. [1–6] и является мощным драйвером для новых разработок и изобретений в различных смежных областях физики и техники, связанных с импульсными волоконными лазерными системами. Сотни исследовательских групп по всему миру вовлечены в этот процесс, публикуя ежегодно тысячи трудов с новыми теоретическими и экспериментальными результатами [7].

В значительной мере такое бурное развитие физики и техники волоконных лазеров связано (особенно на начальном этапе) с экстенсивным развитием волоконно-оптической телекоммуникационной индустрии, которая в рамках логики собственного развития наращивала коммерческую разработку и производство волоконно-оптических элементов и специального технологического оборудования, делая их постепенно доступными для широкого исследовательского сообщества [8, 9]. Кроме того, телекоммуникационная индустрия сама потенциально является естественной сферой применения результатов исследований в области волоконной оптики и волоконных лазерных систем. В дальнейшем волоконные лазерные системы показали себя как очень эффективные инструменты также в сфере обработки материалов: от промышленной обработки (сварка, резка, упрочнение, чистка, маркировка) [10] до прецизионной микрообработки различных объектов [11] и биомедицинских манипуляций с органическими тканями [12]. Также заслуживает отдельного упоминания появление и всё более широкое внедрение эффективных высокоточных метрологических систем на основе волоконных лазерных систем, например в сфере частотно-временной метрологии [13].

В этих и многих других сферах применения волоконные лазерные системы успешно конкурируют с иными техническими решениями, зачастую полностью вытесняя их. Ожидается, что рост глобального коммерческого рынка волоконных лазеров в период с 2020 по

2024 гг. превысит 8 млрд. долларов [14]. Существенную долю этого рынка и сферы применений занимают и будут занимать именно импульсные волоконные лазеры, в первую очередь лазеры с синхронизацией мод излучения. Такие лазеры также наиболее интересны и разнообразны с точки зрения физики, лежащей в основе динамики импульсной генерации, а также потенциальной возможности комплексного управления параметрами этой генерации. Гибкость конфигурирования таких лазеров и широкая вариативность параметров импульсной генерации стимулируют исследовательский и прикладной интерес к ним.

Целью данной работы является обзор разнообразных методов статического и динамического управления режимами и параметрами генерации (энергетическими, спектральными, частотно-временными и амплитудно-временными) в волоконных лазерах с различными способами синхронизации мод излучения. Исследования в этой области столь обширны и многочисленны, что представляется возможным рассмотреть лишь некоторые, на наш взгляд, наиболее важные и характерные методы, которые либо уже стали основополагающими, либо предоставляют дополнительные возможности или открывают новые перспективы для управления параметрами генерации.

1. Управление энергетическими характеристиками. Генерация импульсов различных типов. Одним из фундаментальных физических отличий волоконных лазеров ультракоротких импульсов (УКИ) от их «традиционных» аналогов (лазеров на дискретных элементах) является ключевая роль оптической нелинейности в лазерной динамике, что связано с концентрацией энергии оптического излучения по всем трём измерениям в протяжённой нелинейной среде. Как следствие, лазерный импульс при распространении по волоконному резонатору приобретает значительный набег нелинейной фазы, что может приводить к его распаду. В этой связи первые волоконные лазеры с синхронизацией мод значительно (на порядки величины) уступали своим твердотельным аналогам по длительности и энергии генерируемых коротких импульсов.

Для обеспечения стационарности лазерной генерации необходима компенсация нелинейного набег фазы, приобретаемого импульсом на каждом обходе резонатора за счёт других физических эффектов. В первых лазерах [1] это достигалось за счёт реализации солитонного режима распространения импульсов внутри резонатора, при котором действие керровской нелинейности уравнивается эффектом хроматической дисперсии групповых скоростей (ДГС). Это, однако, накладывает ряд ограничений на такие лазеры. В частности, оптическое волокно должно иметь аномальную дисперсию на длине волны генерации, а параметры солитона должны удовлетворять соотношению $T^2(-\beta_2) = (\gamma P)^{-1}$ или, как следствие, $ET \sim -\beta_2/\gamma$, где γ , β_2 — нелинейный и дисперсионный коэффициенты оптического волокна ($\beta_2 < 0$), а P , T и E — пиковая мощность, длительность и энергия оптического солитона. Дополнительно для устойчивости оптического солитона относительно периодических возмущений, вносимых на каждом обходе резонатора, требуется выполнение условия $8Z_0 \gg L$, где $Z_0 = (\pi/2)T^2/(-\beta_2)$ — период солитона, L — длина резонатора [15, 16]. При использовании стандартных одномодовых оптических волокон (SMF) эти условия приводят к ограничению на энергию генерируемых солитонов порядка 0,1 нДж, при этом пиковая мощность таких импульсов не превышает 1 кВт.

Преодолеть указанное ограничение, увеличив энергию генерируемых импульсов на порядок величины, удалось за счёт использования так называемого режима генерации растянутых импульсов [5, 17], или дисперсионно-управляемых солитонов, для реализации которого в лазерный резонатор помимо волокна с аномальной дисперсией вводится отрезок волокна с близкой по модулю, но противоположной по знаку (нормальной) дисперсией. Сформированная таким образом дисперсионная карта приводит к тому, что лазерный импульс при распространении по резонатору периодически растягивается и сжимается, что ведёт к эффективному уменьшению его пиковой мощности и, как следствие, нелинейного набег фазы. Как и в случае солитонных лазеров, действие керровской нелинейности за

полный обход резонатора компенсируется ДГС, для чего суммарная дисперсия резонатора должна быть аномальной или нормальной, но близкой к нулю.

Последующие успехи в повышении энергии генерируемых импульсов связаны с переходом к лазерам с большой нормальной суммарной дисперсией волоконного резонатора. При этом в лазерах генерируются либо автомодельные импульсы, либо диссипативные солитоны. Хотя в большинстве практических реализаций указанные два подхода однозначно разделяются, в численном моделировании [18] была показана возможность непрерывного перехода из одного режима генерации в другой за счёт непрерывного изменения параметров лазера. Рассмотрим вначале режим генерации автомодельных импульсов, исторически реализованный первым.

Впервые перспективность использования параболических импульсов с линейным чирпом в среде с нормальной дисперсией и высокой нелинейностью была теоретически предсказана ещё в 1993 г. [19]. Последующие исследования выявили новые уникальные свойства таких импульсов и указали простой способ их получения на практике [20]. Так, распространение параболических импульсов в оптических усилителях носит автомодельный характер (ввиду чего эти импульсы называют также симиляритонами): форма импульсов остаётся неизменной, а их амплитуда и длительность масштабируются при распространении [20]. Более того, параболические импульсы являются асимптотическим решением нелинейного уравнения Шрёдингера с усилением, при этом амплитуда и длительность асимптотического решения определяются только энергией начального импульса на входе в бесконечную усиливающую среду и не зависят от формы начального импульса. Поскольку длительность параболических импульсов увеличивается в процессе автомодельного распространения, для обеспечения стационарной генерации в лазере должен быть предусмотрен механизм укорочения импульсов: отрезок оптического волокна с аномальной дисперсией, чирпованная волоконная брэгговская решётка, призмный или дифракционно-решёточный компрессор импульсов и т. п. Использование симиляритонного режима генерации позволило повысить энергию генерируемых импульсов ещё приблизительно на порядок величины (до 10 нДж) [21].

Другим подходом к повышению энергии импульсов, генерируемых в волоконных лазерах с синхронизацией мод, стали лазеры с полностью нормальной дисперсией (ПНД), предложенные в [22]. Именно к этому классу лазеров принадлежат действующие на данный момент рекорды по энергии импульсов; вместе с относительной простотой конструкции таких лазеров это обуславливает их широкое применение в настоящее время. Лазеры данного типа не содержат оптических волокон с аномальной дисперсией и/или линий оптической задержки; вместо этого нелинейный набег фазы компенсируется за счёт нормальной ДГС. Указанная компенсация, однако, является не вполне точной: для обеспечения стационарности режима генерации принципиально важную роль играют также селективные потери энергии на краях импульса, вносимые насыщающимся поглотителем и спектральным фильтром. В этой связи генерируемые ПНД-лазерами импульсы называют диссипативными солитонами, что подчёркивает их отличие от консервативных солитонов, которые могут распространяться в среде без усиления и потерь и для которых периодические потери и усиление на каждом обходе резонатора, напротив, являются дестабилизирующим фактором [15, 16].

Дальнейшее увеличение энергии может быть достигнуто за счёт использования оптических волокон с низкой нелинейностью (волокна с большим диаметром моды, полые газонаполненные волокна), а также за счёт увеличения длины волоконных лазерных резонаторов. Первый из указанных подходов универсален, однако может негативно сказываться на себестоимости таких лазеров и качестве генерируемого пучка. Во втором способе увеличение энергии E импульсов достигается за счёт уменьшения частоты их повторения f : $E \sim P_{av}/f$, где P_{av} — средняя мощность генерации. Заметим, что данный способ

не применим для солитонных лазеров: как уже отмечалось выше, их энергия определяется нелинейностью и ДГС волокна, и, как следствие, увеличение длины резонатора либо средней мощности генерации приводит не к увеличению энергии импульсов, а к росту их количества внутри резонатора, при этом генерируемая временная последовательность импульсов может быть нерегулярной (см., например, [23]). В ПНД-лазерах увеличение средней мощности генерации и/или длины волоконного резонатора может приводить, наряду с квантованием генерируемых импульсов [24–26], к росту энергии генерируемых одиночных лазерных импульсов за счёт увеличения их длительности; данный эффект известен как резонанс диссипативных солитонов [27]. Создание сверхдлинных лазеров (несколько километров) дало возможность получить импульсы с энергией 3,9 мкДж [28]. Дополнительное управление нелинейностью лазерного резонатора позволило повысить уровень энергии генерируемых импульсов до 12 мкДж [29].

Помимо ограничения на максимальный нелинейный набег фазы, приобретаемый диссипативным солитоном за обход резонатора [30], ещё одним существенным физическим фактором является эффект вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [31–33]. При достижении порогового значения энергии диссипативного солитона происходит эффективное преобразование энергии в стоксовую волну, что ограничивает возможности увеличения энергии диссипативных солитонов.

Важным фактором для динамического управления параметрами импульсной генерации является выбор способа синхронизации мод волоконного резонатора. Первые лазеры использовали активную синхронизацию мод на основе электрооптических и акустооптических модуляторов [1, 34]. Впоследствии, однако, большее распространение получили лазеры с пассивной синхронизацией мод, что обусловлено относительной простотой их конструкции и, как правило, меньшими длительностями генерируемых импульсов. Для пассивной синхронизации мод волоконных резонаторов используют как материальные, так и искусственные (эффективные) насыщающиеся поглотители. Первая из указанных групп включает в себя полупроводниковые насыщающиеся поглотители на зеркалах (SESAM) [35], насыщающиеся поглотители на основе углеродных нанотрубок [36], графена [37, 38] и других материалов. Материальные насыщающиеся поглотители в значительной степени определяют свойства генерируемых импульсов, что упрощает конструирование лазера, но при этом затрудняет изменение параметров генерируемых импульсов. Среди немногочисленных примеров динамического управления параметрами материальных насыщающихся поглотителей отметим работу [39], в которой было продемонстрировано изменение кривой пропускания углеродных нанотрубок в ионной жидкости за счёт изменения приложенного электрического напряжения.

В лазерах с искусственными (эффективными) насыщающимися поглотителями, как правило, отсутствует отдельный элемент, величина оптических потерь в котором зависит от интенсивности излучения; вместо этого аналогичную функцию выполняет целая группа элементов. Применительно к волоконным лазерам наибольшее распространение получили нелинейные петлевые [40] и усиливающие [41] зеркала, а также схемы на основе эффекта нелинейного вращения поляризации [42]. Последние примечательны исключительно широкими возможностями динамического управления режимами и параметрами генерации за счёт изменения углов настройки контроллеров поляризации [43]. При этом наблюдаются не только количественные изменения параметров генерации, но и качественный переход из режима генерации диссипативных солитонов к генерации так называемых «двухмасштабных» импульсов, автокорреляционная функция которых имеет характерную двухмасштабную структуру [44–46]. Такие частично когерентные волновые пакеты со стохастической внутренней структурой, демонстрирующей сложную пространственно-временную динамику [47, 48], представляют интерес для ряда приложений [49–51].

В противоположность этому в «классической» схеме лазеров на основе нелинейного петлевого зеркала имеется лишь одна степень свободы для динамического управления параметрами (энергией) импульсов, а именно мощность накачки. Кроме того, такие лазеры лишены возможности динамического управления пиковой мощностью генерируемых импульсов: при увеличении мощности накачки энергия диссипативных солитонов возрастает за счёт увеличения их длительности [52]. Для преодоления данного ограничения в работе [53] была предложена усовершенствованная схема нелинейного петлевого усиливающего зеркала с двумя отрезками активного волокна с независимо управляемыми модулями накачки. Это сделало возможным независимое управление различными параметрами генерируемых импульсов, включая изменение их пиковой мощности.

При повышении длины волоконных лазерных резонаторов и энергии импульсов, генерируемых с использованием искусственных (эффективных) насыщающихся поглотителей, возникают проблемы, которые связаны с немонотонной зависимостью пропускания искусственных (эффективных) насыщающихся поглотителей от мощности и с уменьшением области устойчивости лазерной генерации. В лазерах с нелинейными петлевыми зеркалами эта проблема решается естественным образом за счёт эффекта закрепления пиковой мощности импульсов [52], тогда как лазеры на основе нелинейной эволюции поляризации требуют принятия дополнительных мер. В частности, для решения данной проблемы в работах [31, 54] для увеличения длины таких лазеров предложено формировать резонатор из короткого отрезка стандартного одномодового волокна и длинного сегмента волокна, сохраняющего поляризацию. Использование такого волокна не только ограничивает длину, на которой происходит нелинейное вращение поляризации, но также позволяет избавиться от флуктуаций двулучепреломления стандартных одномодовых волокон и повысить стабильность лазерной генерации. Существенным недостатком волокон, сохраняющих поляризацию, является их значительная стоимость; в этой связи для уменьшения длины волокна была предложена оригинальная Θ -схема лазерного резонатора, в которой излучение дважды за обход проходит по одному из отрезков волокна с сохранением поляризации [55]. Альтернативное решение было предложено и реализовано в работах [56, 57]: двукратное прохождение длинного линейного отрезка волокна с фарадеевским зеркалом на конце также позволило компенсировать флуктуации двулучепреломления стандартного оптического волокна в сверхдлинных лазерах с линейно-кольцевым резонатором.

В табл. 1 обобщены базовые концепции и ограничения, связанные с управлением (масштабированием) энергией импульсов.

2. Управление центральной длиной волны генерации. Несмотря на широкие спектральные полосы (≥ 100 нм) оптического усиления в активных волокнах на основе редкоземельных элементов, задача реализации широкого диапазона перестройки в режиме

Таблица 1

Характер внутррезонаторной дисперсии			
Полностью аномальная $\sum \beta_2 < 0$	Дисперсионная карта $\sum \beta_2 \approx 0$	Дисперсионная карта $\sum \beta_2 > 0$	Полностью нормальная $\sum \beta_2 \gg 0$
Тип и энергия генерируемых импульсов			
Консервативные солитоны	Растянутые импульсы (дисперсионно-управляемые солитоны)	Автомодельные импульсы, диссипативные солитоны	Диссипативные солитоны, диссипативный солитонный резонанс
$E_{\max} < 0,1$ нДж	$E_{\max} \sim 1$ нДж	$E_{\max} \sim 10$ нДж	$E_{\max} > 100$ нДж

пассивной синхронизации мод нетривиальна. Требуется сохранение определённого сочетания внутрирезонаторных параметров [58], которые различным образом зависят от длины волны излучения. Перестройка возможна лишь в тех пределах, в которых изменения модуляционных характеристик насыщающегося поглотителя, пропускания спектрально-селективных элементов, внутрирезонаторной дисперсии и т. д. относительно малы (некритичны для стационарного импульсного режима [30]).

Также важен выбор оптимального способа внутрирезонаторного управления длиной волны генерации. Возможно внедрение в резонатор перестраиваемых фильтров, например юстируемых тонкоплёночных интерференционных фильтров или воздушных интерферометров Фабри — Перо. Известные реализации эрбиевых волоконных лазеров УКИ с подобными фильтрами обеспечивали перестройку длины волны в диапазонах шириной не более 40 нм [38, 59]. Альтернативным подходом является внедрение в резонатор перестраиваемого фильтра на основе полностью волоконного спектрально-селективного элемента, например волоконной брэгговской решётки (ВБР) [60, 61] или волоконной длиннопериодной решётки (ВДП) [62]. Такие элементы гораздо компактнее, чем традиционные фильтры с объёмной оптикой, однако они имеют относительно узкую полосу пропускания (обычно ≤ 1 нм), что не позволяет генерировать предельно короткие фемтосекундные импульсы. Управление такими фильтрами основывается на механическом или тепловом воздействии на волоконный световод, что ограничивает точность и воспроизводимость перестройки. Ширина диапазона перестройки эрбиевых волоконных лазеров УКИ с использованием таких волоконных фильтров не превышала 44 нм [62].

Для перестройки длины волны генерации можно использовать волоконный фильтр Лию [63] либо одновременную зависимость модуляционных характеристик искусственного поглотителя на основе нелинейной эволюции поляризации излучения и от длины волны, и от поляризации излучения [64, 65]. Однако из-за сложного характера такой зависимости и критичности режима синхронизации мод к изменению модуляционных характеристик на практике весьма сложно реализовать плавную широкодиапазонную перестройку длины волны УКИ таким способом. В большинстве известных работ диапазон плавной поляризационно-управляемой перестройки длины волны не превышал 30 нм [37, 66]. При попытке реализовать существенно более широкий диапазон перестройки (до 75 нм в [67]) происходил переход в нестабильный многоимпульсный режим генерации с недетерминированным числом импульсов и изменением их длительности.

В работе [68] предложен и исследован более эффективный способ широкодиапазонной перестройки длины волны генерации волоконных лазеров УКИ, основывающийся на использовании оригинальной каплеобразной топологии резонатора (рис. 1, *a*), которая формируется с помощью двухпортового волоконно-оптического коллиматора (ДВОК) и дифракционной решётки (ДР) в конфигурации Литтрова. Поворот ДР позволяет плавно перестраивать центральную длину волны генерируемых фемтосекундных импульсов от 1524 до 1602 нм, как показано на рис. 1, *b*.

Для расширения диапазона перестройки в лазере было использовано эрбиевое волокно с избыточной по меркам обычных конфигураций длиной. Увеличение концентрации активных ионов и/или длины активного волокна при неизменной максимальной мощности накачки позволяет обеспечить спектральное выравнивание эффективного усиления в лазере и сдвинуть длину волны генерации в длинноволновую область [69, 70].

Помимо максимально возможной перестройки длины волны в пределах спектральных линий усиления волокон, легированных традиционными редкоземельными элементами (Yb [71], Er [68], Tm [72, 73], Ho [74]), большой интерес с точки зрения расширения спектральных диапазонов генерации представляют альтернативные волоконные активные среды. К ним относятся, в частности, разработанные в Научном центре волоконной оптики РАН висмутовые волокна [75, 76], а также волокна для лазеров на эффекте ВКР

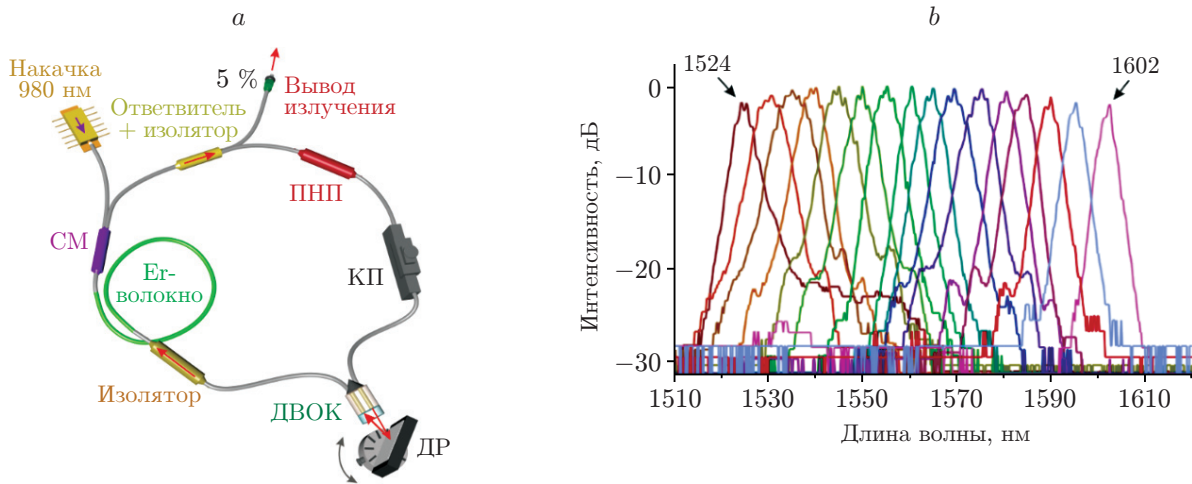


Рис. 1. Пример эффективного управления длиной волны генерации: *a* — схема волоконного лазера УКИ с каплеобразной топологией резонатора, *b* — спектральный диапазон его перестройки [68]. Обозначения: СМ — спектральный мультиплексор ПНП — полупроводниковый насыщающийся поглотитель, КП — контроллер поляризации

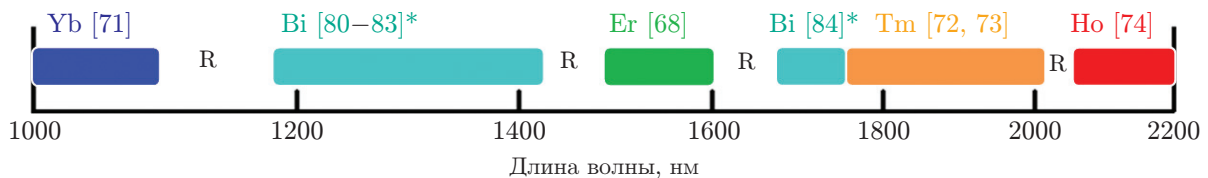


Рис. 2. Спектральные диапазоны генерации волоконных лазеров с синхронизацией мод. Выделенные области — диапазоны генерации лазеров на основе волокон с ионами Yb, Bi, Er, Tm, Ho. Даны ссылки на некоторые характерные работы, показывающие возможность перестройки длины волны; * — генерация УКИ с висмутовыми волокнами получена на разных длинах волн, однако плавная перестройка ещё не показана; знак *R* обозначает доступность промежуточных длин волн с помощью ВКР-преобразования

с различной величиной стоксова сдвига [77–79]. Висмутовые волоконные лазеры позволяют получать генерацию ультракоротких импульсов в ранее недоступном спектральном диапазоне 1,2–1,4 мкм [80–83], а также вблизи 1,7 мкм [84] с возможностью дальнейшего расширения этих диапазонов. Специальные волокна для ВКР-преобразования с большим стоксовым сдвигом (например, фосфоросиликатные волокна со сдвигом 1330 см^{-1}) позволяют ограничиться однокаскадным преобразованием для глубокого продвижения в длинноволновую область [85, 86]. В частности, такие волокна дают возможность получить генерацию ультракоротких импульсов вблизи 1,3 мкм при накачке импульсами Yb волоконных лазеров [85], а также генерацию вблизи 1,7 мкм при накачке излучением эрбиевых волоконных лазеров [86]. Использование перестраиваемых источников накачки позволяет реализовывать перестраиваемые волоконные ВКР-генераторы [87, 88]. Рис. 2 иллюстрирует общую совокупность освоенных спектральных диапазонов генерации волоконных лазеров с синхронизацией мод.

Перестройка длины волны в волоконных лазерах с активной синхронизацией мод может быть реализована аналогично лазерам с пассивной синхронизацией [89, 90]. Однако

при активной синхронизации мод обычно не удаётся получить такой предельно короткой (субпикосекундной) длительности импульсов, как при пассивной синхронизации.

В то же время в лазерах с активной синхронизацией мод можно использовать дисперсионный механизм плавной перестройки длины волны, который не требует применения каких-либо внутрирезонаторных фильтров. Перестройка длины волны может осуществляться за счёт небольшого плавного изменения модулирующей частоты. Такой механизм перестройки демонстрировался и исследовался в волоконных Yb- и Er-лазерах с активной синхронизацией мод [91, 92]. Показано, что чувствительность длины волны генерации к изменению навязываемой частоты следования импульсов зависит от внутрирезонаторной дисперсии следующим образом:

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

где λ — центральная длина волны, c — скорость света, β_2 — внутрирезонаторная дисперсия групповых скоростей.

Также спектральные характеристики излучения волоконных лазеров с синхронизацией мод могут быть трансформированы с помощью специальных высоконелинейных волокон [93], в которых, благодаря высокой эффективности таких нелинейных процессов, как фазовая самомодуляция и четырёхволновое смешение, можно добиться многократного уширения оптического спектра УКИ, вплоть до перекрытия октавного диапазона [94].

3. Управление частотой следования импульсов. Частота следования импульсов в лазерах с синхронизацией мод в общем случае определяется временем обхода резонатора излучением T_c : $f_p = m \cdot 1/T_c = mc/L$, где $m = 1, 2, 3, \dots$, c — скорость света в вакууме. При $m > 1$ имеет место режим гармонической синхронизации мод m -го порядка (по оптическому периметру резонатора равномерно распределены m импульсов). Такой режим может быть инициирован в волоконных лазерах как с активной [95], так и пассивной синхронизацией мод [96]. В первом случае переключение на высшие гармоники фундаментальной частоты повторения импульсов осуществляется путём кратного увеличения частоты модулирующего сигнала и максимально возможная частота повторения ограничена быстродействием оптического модулятора и задающего генератора. В некоторых работах была продемонстрирована возможность синхронизации мод на высших гармониках, порядок которых превышает 10^3 , а соответствующие частоты повторения импульсов достигают $\sim 10^{10}$ Гц [97, 98]. Длительность импульсов при этом остаётся, как правило, в пикосекундном диапазоне, несмотря на её уменьшение с ростом порядка гармоники частоты повторения.

Более сложная динамика генерации имеет место при пассивной гармонической синхронизации мод. Такой режим можно инициировать в волоконных лазерах с аномальной дисперсией путём увеличения мощности накачки, т. е. посредством передачи избыточной для одноимпульсного стационарного состояния энергии. При этом согласно теории квантования энергии консервативных солитонов [99] может происходить возбуждение и распад солитонов высших порядков [6, 100], в результате чего лазер может переходить в многоимпульсный режим с равномерным распределением импульсов по периметру резонатора. В отличие от лазеров с активной синхронизацией мод при пассивной гармонической синхронизации мод в условиях аномальной дисперсии нередко генерируются импульсы субпикосекундной длительности [101]. При этом порядок пассивной гармонической синхронизации мод и частота повторения импульсов могут быть так же высоки, как и в лазерах с активной синхронизацией мод (десятки гигагерц) [102, 103]. Необходимо отметить, что переход в многоимпульсный режим генерации при изменении тех или иных параметров лазера с пассивной синхронизацией мод возможен и в условиях нормальной внутрирезонаторной дисперсии [104, 105]. Однако при этом часто генерируются связанные импульсные

структуры (импульсные паттерны), которые чаще всего не могут быть классифицированы как продукт классической гармонической синхронизации мод. Более подробно этот аспект рассматривается далее. Отдельного упоминания заслуживает недавно продемонстрированная возможность управления частотой повторения импульсов без изменения их энергии в режиме гармонической синхронизации мод в волоконном лазерном генераторе Мамышева [106].

Таким образом, переход в гармонический режим синхронизации позволяет дискретно переключать частоту повторения импульсов. Плавное управление частотой следования импульсов возможно путём непрерывного изменения оптической длины резонатора. С этой целью в резонаторе волоконного лазера могут применяться регулируемые линии задержки различного вида [107] либо может быть выбрана специальная топология резонатора, которая позволяет плавно и эффективно регулировать его длину, как, например, в случаях линейно-кольцевой [108], сигма- [109, 110], а также каплеобразной конфигураций [111].

Для решения некоторых задач метрологического характера необходима высокая точность установки частоты повторения импульсов и её высокая стабильность во времени. В этих целях разработаны методы прецизионной автоподстройки частоты повторения импульсов (и абсолютных оптических частот) излучения волоконных лазеров с синхронизацией мод [112, 113]. Динамический контроль и подстройка оптической длины резонатора лазера осуществляются в этих случаях с помощью различных внутрирезонаторных актуаторов, управляемых электронными системами фазовой автоподстройки частот [114]. Подобный подход позволяет уменьшить относительную нестабильность частоты следования импульсов до уровня опорного стандарта частоты, например до 10^{-15} [115].

4. Управление формой импульсов. Как уже отмечалось в разд. 1, в зависимости от сочетания внутрирезонаторных параметров в лазерах с пассивной синхронизацией мод может быть реализована различная динамика импульсной генерации, обеспечивающая формирование импульсов различных типов и форм соответственно [30, 116]. Помимо импульсов классической колоколообразной формы (аппроксимируемой Гауссом либо гиперболическим секансом), при синхронизации мод могут быть получены импульсы иной формы, а также связанные импульсные структуры. Так, в режиме диссипативного солитонного резонанса генерируются масштабируемые по энергии и длительности импульсы почти прямоугольной формы [52, 117]. В аналогичных режимах в условиях сильной аномальной дисперсии могут быть получены импульсы *h*-образной формы [118].

В волоконных лазерах с нормальной внутрирезонаторной дисперсией в рамках одной конфигурации резонатора возможно переключение между одноимпульсным режимом генерации и разнообразными режимами генерации регулярных импульсных структур [105] —

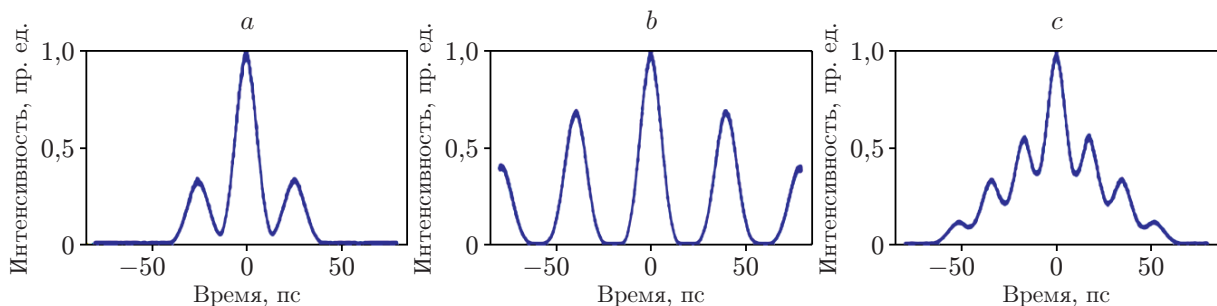


Рис. 3. Пример управления структурой солитонной молекулы в волоконном лазере с пассивной синхронизацией мод (показаны автокорреляционные функции) [119]: *a* — молекула из двух связанных солитонов, *b* — из трёх, *c* — из четырёх

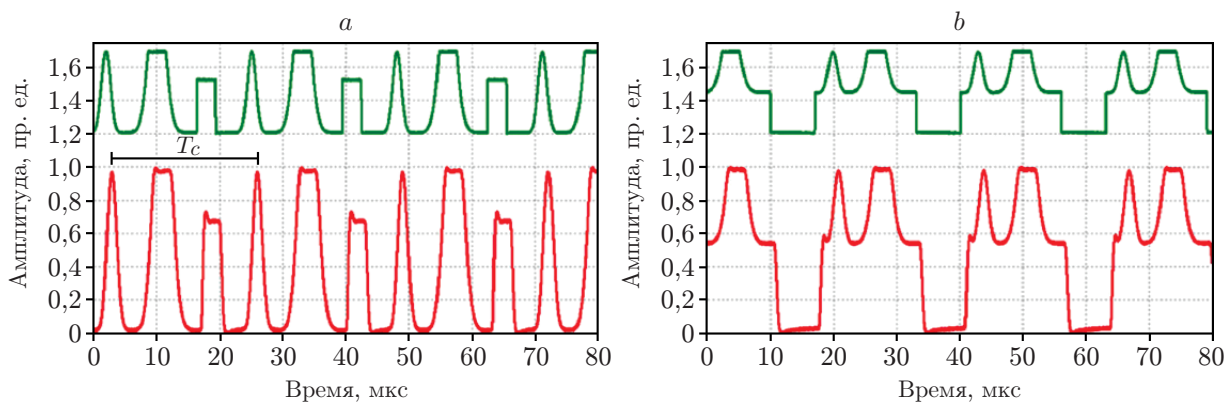


Рис. 4. Генерация импульсных паттернов произвольной формы в режиме синхронизации мод в волоконно-полупроводниковом лазере с синхронной программно-управляемой модуляцией усиления [123]: *a* — дискретные импульсные паттерны, *b* — непрерывные (в пределах периода следования) волновые формы. Верхние кривые — осциллограммы задающего электрического сигнала, нижние — осциллограммы результирующих лазерных импульсов

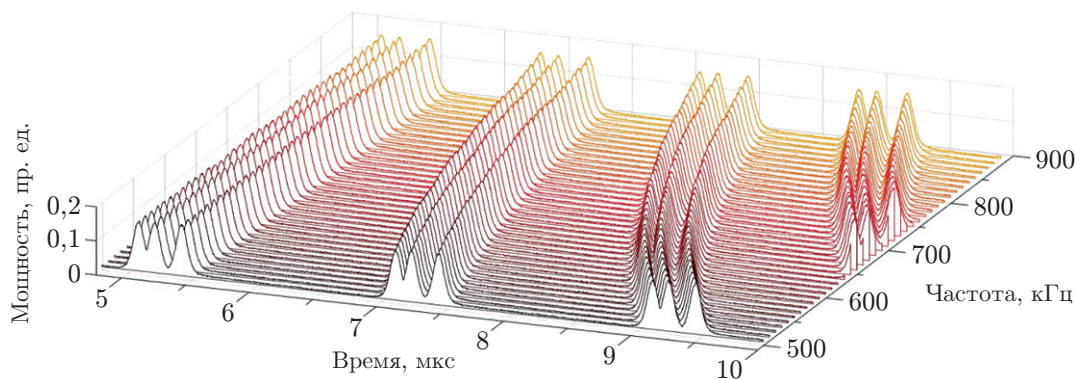


Рис. 5. Последовательность осциллограмм импульсов сложной формы при перестройке частоты повторения в диапазоне 0,5–0,9 МГц (волоконно-полупроводниковый лазер с синхронизацией мод [124] в режиме частичной разгрузки резонатора [125])

связанных импульсов (солитонных молекул) и более сложных импульсных паттернов [119–121] с управляемыми характеристиками (рис. 3).

Наиболее интересные возможности для управления формой импульсов предоставляют волоконные лазеры с активной синхронизацией мод. Например, в работах [122, 123] был предложен и реализован метод программно-управляемой синхронной модуляции коэффициента усиления в гибридном волоконно-полупроводниковом лазере, что позволило получать в режиме синхронизации мод лазерные импульсы произвольной формы, повторяющей форму модулирующих усиление электрических импульсов (рис. 4). Кроме того, показано, что в указанном режиме излучение лазерной генерации может быть вообще структурировано в виде произвольного импульсного паттерна, воспроизводимого на каждом обходе резонатора.

Ещё один активный метод, предложенный в работах [124, 125], позволяет не только реализовать фундаментальную и гармоническую синхронизацию мод с дискретным набором частот следования импульсов, но и осуществлять генерацию импульсов наносекундной

длительности произвольной формы с возможностью непрерывной перестройки частоты повторения в широком диапазоне (рис. 5). В основе метода лежит динамическое управление комплементарными передаточными функциями волноводного электрооптического ответвителя в резонаторе лазера.

Модуляция внутррезонаторной интенсивности излучения применима и для реализации управления формой импульсов в ВКР-лазерах. В работе [126] была показана возможность получения как одноимпульсной, так и многоимпульсной генерации с управлением числом импульсов и интервалом между ними в пределах огибающей сигнала переключения модулятора.

Заключение. Таким образом, мы рассмотрели ряд методов управления режимами и параметрами генерации в волоконных лазерах с различными способами синхронизации мод излучения. Ввиду исключительной обширности данной области исследований мы смогли затронуть лишь некоторые наиболее важные и интересные, на наш взгляд, методы и аспекты управления. Более того, в ближайшее время можно ожидать как усовершенствования известных способов управления параметрами генерации, так и появления новых. В основу перспективных, с нашей точки зрения, концепций управляемых волоконных лазерных систем с синхронизацией мод могут быть положены такие эффекты и технологии, как оптическая РТ-симметрия [127, 128], пространственная трансформация поля в световоде вследствие интегрального проявления распределённой керровской нелинейности (распределённая керровская линза) [129], индуцируемые электрохимическим способом обратимые изменения оптических свойств материальных насыщающихся поглотителей [39], квазисинхронная модуляция накачки [130], волоконные генераторы Мамышева [106], а также автоматизированный поиск, классификация и селекция режимов генерации с применением методов машинного обучения [131].

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-12-50241).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kafka J. D., Baer T., Hall D. W.** Mode-locked Erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping // *Opt. Lett.* 1989. **14**, N 22. P. 1269–1271.
2. **Phillips M. W., Ferguson A. I., Hanna D. C. et al.** Actively mode-locked fiber lasers // *Fiber Laser Sources and Amplifiers*. 1990. **1171**. P. 280–290.
3. **Duling I. N.** All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror // *Opt. Lett.* 1991. **16**, N 8. P. 539–541.
4. **Matsas V. J., Richardson D. J., Newson T. P., Payne D. N.** Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution // *Opt. Lett.* 1993. **18**, N 5. P. 358–360.
5. **Tamura K., Ippen E. P., Haus H. A., Nelson L. E.** 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser // *Opt. Lett.* 1993. **18**, N 13. P. 1080–1082.
6. **Tamura K., Nelson L. E., Haus H. A., Ippen E. P.** Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers // *Appl. Phys. Lett.* 1994. **64**, N 2. P. 149–151.
7. **Chang G., Wei Z.** Ultrafast fiber lasers: An expanding versatile toolbox // *iScience*. 2020. **23**, N 5. P. 101101.
8. **Paschotta R.** *Field Guide to Optical Fiber Technology*. Bellingham: SPIE, 2010. Vol. FG16. 128 p.
9. **Keiser G.** *Optical Fiber Communications*. Wiley Encyclopedia of Telecommunications. Hoboken: John Wiley & Sons, 2003. 643 p.

10. **Wandera C.** Fiber Lasers in Material Processing // Fiber Laser. Rijeka: InTech, 2016. 427 p. DOI: 10.5772/62014.
11. **Meng H., Liao J., Zhou Y., Zhang Q.** Laser micro-processing of cardiovascular stent with fiber laser cutting system // Optics & Laser Technol. 2009. **41**, N 3. P. 300–302.
12. **Kong C., Pilger C., Hachmeister H. et al.** Compact fs ytterbium fiber laser at 1010 nm for biomedical applications // Biomedical Opt. Express. 2017. **8**, N 11. P. 4921–4932.
13. **Droste S., Ycas G., Washburn B. R. et al.** Optical frequency comb generation based on erbium fiber lasers // Nanophotonics. 2016. **5**, N 2. P. 196–213.
14. **Report.** Global Fiber Laser Market 2020-2024. TechNavio: 2019. URL: <https://www.researchandmarkets.com/reports/4894554/global-fiber-laser-market-2020-2024> (дата обращения: 06.07.2021).
15. **Kelly S. M. J.** Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton // Electron. Lett. 1992. **28**, N 8. P. 806.
16. **Smith N. J., Blow K. J., Andonovic I.** Sideband generation through perturbations to the average soliton model // Journ. Lightwave Technol. 1992. **10**, N 10. P. 1329–1333.
17. **Ober M. H., Hofer M., Fermann M. E.** 42-fs pulse generation from a mode-locked fiber laser started with a moving mirror // Opt. Lett. 1993. **18**, N 5. P. 367–369.
18. **Renninger W. H., Chong A., Wise F. W.** Pulse shaping and evolution in normal-dispersion mode-locked fiber lasers // IEEE Journ. Selected Topics Quant. Electron. 2012. **18**, N 1. P. 389–398.
19. **Anderson D., Desaix M., Karlsson M. et al.** Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers // JOSA B. 1993. **10**, N 7. P. 1185.
20. **Fermann M. E., Kruglov V. I., Thomsen B. C. et al.** Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers // Phys. Rev. Lett. 2000. **84**, N 26. Pt 1. P. 6010–6013.
21. **Ilday F. Ö., Buckley J. R., Clark W. G. et al.** Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser // Phys. Rev. Lett. 2004. **92**, N 21. P. 213902.
22. **Chong A., Buckley J., Renninger W., Wise F.** All-normal-dispersion femtosecond fiber laser // Opt. Express. 2006. **14**, N 21. P. 10095–10100.
23. **Richardson D. J., Laming R. I., Payne D. N. et al.** 320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser // Electron. Lett. 1991. **27**, N 9. P. 730–732.
24. **Komarov A., Leblond H., Sanchez F.** Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers // Phys. Rev. A. 2005. **71**, N 5. P. 053809.
25. **Komarov A., Leblond H., Sanchez F.** Theoretical analysis of the operating regime of a passively-mode-locked fiber laser through nonlinear polarization rotation // Phys. Rev. A. 2005. **72**, N 6. P. 063811.
26. **Amrani F., Haboucha A., Salhi M. et al.** Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter // Appl. Phys. B. 2010. **99**, N 1–2. P. 107–114.
27. **Chang W., Ankiewicz A., Soto-Crespo J. M., Akhmediev N.** Dissipative soliton resonances // Phys. Rev. A. 2008. **78**, N 2. P. 023830.
28. **Kobtsev S., Kukarin S., Fedotov Y.** Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with high-energy pulses // Opt. Express. 2008. **16**, N 26. P. 21936.
29. **Ivanenko A., Kobtsev S., Smirnov S., Kemmer A.** Mode-locked long fibre master oscillator with intra-cavity power management and pulse energy $>12 \mu\text{J}$ // Opt. Express. 2016. **24**, N 6. P. 6650–6655.
30. **Wise F. W., Chong A., Renninger W. H.** High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion // Laser Photon. Rev. 2008. **2**, N 1–2. P. 58–73.

31. **Kharenko D. S., Podivilov E. V., Apolonski A. A., Babin S. A.** 20 nJ 200 fs all-fiber highly chirped dissipative soliton oscillator // *Opt. Lett.* 2012. **37**, N 19. P. 4104–4106.
32. **Aguergaray C., Runge A., Erkintalo M., Broderick N. G. R.** Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers: Fundamental limitations to energy scalability // *Opt. Lett.* 2013. **38**, N 15. P. 2644–2646.
33. **Bednyakova A. E., Babin S. A., Kharenko D. S. et al.** Evolution of dissipative solitons in a fiber laser oscillator in the presence of strong Raman scattering // *Opt. Express.* 2013. **21**, N 18. P. 20556–20564.
34. **Alcock I. P., Ferguson A. I., Hanna D. C., Tropper A. C.** Mode-locking of a neodymium-doped monomode fibre laser // *Electron. Lett.* 1986. **22**, N 5. P. 268–269.
35. **Keller U., Weingarten K. J., Kärtner F. X. et al.** Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers // *IEEE Journ. Selected Topics Quant. Electron.* 1996. **2**, N 3. P. 435–453.
36. **Set S. Y., Yaguchi H., Tanaka Y., Jablonski M.** Laser mode locking using a saturable absorber incorporating carbon nanotubes // *Journ. Lightwave Technol.* 2004. **22**, N 1. P. 51–56.
37. **Zhang H., Tang D., Knize R. J. et al.** Graphene mode locked, wavelength-tunable, dissipative soliton fiber laser // *Appl. Phys. Lett.* 2010. **96**, N 11. P. 111112.
38. **Sun Z., Popa D., Hasan T. et al.** A stable, wideband tunable, near transform-limited, graphene-mode-locked, ultrafast laser // *Nano Research.* 2010. **3**, N 9. P. 653–660.
39. **Gladush Y., Mkrtychyan A. A., Kopylova D. S. et al.** Ionic liquid gated carbon nanotube saturable absorber for switchable pulse generation // *Nano Lett.* 2019. **19**, N 9. P. 5836–5843.
40. **Doran N. J., Wood D.** Nonlinear-optical loop mirror // *Opt. Lett.* 1988. **13**, N 1. P. 56–58.
41. **Fermann M. E., Haberl F., Hofer M., Hochreiter H.** Nonlinear amplifying loop mirror // *Opt. Lett.* 1990. **15**, N 13. P. 752–754.
42. **Fermann M. E., Andrejco M. J., Silberberg Y., Stock M. L.** Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber // *Opt. Lett.* 1993. **18**, N 11. P. 894–896.
43. **Kobtsev S., Smirnov S., Kukarin S., Turitsyn S.** Mode-locked fiber lasers with significant variability of generation regimes // *Opt. Fiber Technol.* 2014. **20**, N 6. P. 615–620.
44. **Kobtsev S., Kukarin S., Smirnov S. et al.** Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers // *Opt. Express.* 2009. **17**, N 23. P. 20707–20713.
45. **Kobtsev S., Smirnov S., Kukarin S.** Double-scale pulses generated by mode-locked fibre lasers and their applications // *Fiber Laser. Rijeka: InTech*, 2016. P. 69–88.
46. **Smirnov S., Kobtsev S., Kukarin S., Ivanenko A.** Three key regimes of single pulse generation per round trip of all-normal-dispersion fiber lasers mode-locked with nonlinear polarization rotation // *Opt. Express.* 2012. **20**, N 24. P. 27447–27453.
47. **Grelu P., Akhmediev N.** Dissipative solitons for mode-locked lasers // *Nature Photon.* 2012. **6**, N 2. P. 84–92.
48. **Churkin D. V., Sugavanam S., Tarasov N. et al.** Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers // *Nature Commun.* 2015. **6**. P. 7004.
49. **Smirnov S. V., Kobtsev S. M., Kukarin S. V.** Efficiency of non-linear frequency conversion of double-scale pico-femtosecond pulses of passively mode-locked fiber laser // *Opt. Express.* 2014. **22**, N 1. P. 1058.
50. **Kobtsev S., Kukarin S., Smirnov S., Ankudinov I.** Cascaded SRS of single- and double-scale fiber laser pulses in long extra-cavity fiber // *Opt. Express.* 2014. **22**, N 17. P. 20770.
51. **Nie B., Parker G., Lozovoy V. V., Dantus M.** Energy scaling of Yb fiber oscillator producing clusters of femtosecond pulses // *Opt. Eng.* 2014. **53**, N 5. P. 051505.

52. **Wang S.-K., Ning Q.-Y., Luo A.-P. et al.** Dissipative soliton resonance in a passively mode-locked figure-eight fiber laser // *Opt. Express*. 2013. **21**, N 2. P. 2402.
53. **Smirnov S., Kobtsev S., Ivanenko A. et al.** Layout of NALM fiber laser with adjustable peak power of generated pulses // *Opt. Lett.* 2017. **42**, N 9. P. 1732–1735.
54. **Kharenko D. S., Gonta V. A., Babin S. A.** 50 nJ 250 fs all-fibre Raman-free dissipative soliton oscillator // *Laser Phys. Lett.* 2016. **13**, N 2. P. 025107.
55. **Senoo Y., Nishizawa N., Sakakibara Y. et al.** Ultralow-repetition-rate, high-energy, polarization-maintaining, Er-doped, ultrashort-pulse fiber laser using single-wall-carbon-nanotube saturable absorber // *Opt. Express*. 2010. **18**, N 20. P. 20673–20680.
56. **Nyushkov B. N., Denisov V. I., Kobtsev S. M. et al.** Generation of 1.7- μ J pulses at 1.55 μ m by a self-modelocked all-fiber laser with a kilometers-long linear-ring cavity // *Laser Phys. Lett.* 2010. **7**, N 9. P. 661–665.
57. **Denisov V. I., Nyushkov B. N., Pivtsov V. S.** Self-mode-locked all-fibre erbium laser with a low repetition rate and high pulse energy // *Quant. Electron.* 2010. **40**, N 1. P. 25–27.
58. **Haus H. A.** Mode-locking of lasers // *IEEE Journ. Selected Topics Quant. Electron.* 2000. **6**, N 6. P. 1173–1185.
59. **Wang F., Rozhin A. G., Scardaci V. et al.** Wideband-tuneable, nanotube mode-locked, fibre laser // *Nature Nanotechnology*. 2008. **3**, N 12. P. 738–742.
60. **Liu X., Cui Y.** Flexible pulse-controlled fiber laser // *Sci. Rep.* 2015. **5**, N 1. P. 9399.
61. **Aporta Litago I., Leandro D., Quintela M. Á. et al.** Tunable SESAM-based mode-locked soliton fiber laser in linear cavity by axial-strain applied to an FBG // *Journ. Lightwave Technol.* 2017. **35**, N 23. P. 5003–5009.
62. **Wang J., Ping Zhang A., Shen Y. H. et al.** Widely tunable mode-locked fiber laser using carbon nanotube and LPG W-shaped filter // *Opt. Lett.* 2015. **40**, N 18. P. 4329–4332.
63. **Zhu Y., Cui Z., Sun X. et al.** Fiber-based dynamically tunable Lyot filter for dual-wavelength and tunable single-wavelength mode-locking of fiber lasers // *Opt. Express*. 2020. **28**, N 19. P. 27250–27257.
64. **Zhao L., Tang D., Wu X., Zhang H.** Dissipative soliton generation in Yb-fiber laser with an invisible intracavity bandpass filter // *Opt. Lett.* 2010. **35**, N 16. P. 2756–2758.
65. **Yan D., Li X., Zhang Sh. et al.** L-band wavelength-tunable dissipative soliton fiber laser // *Opt. Express*. 2016. **24**, N 2. P. 739–748.
66. **Zhang H., Tang D. Y., Zhao L. et al.** Compact graphene mode-locked wavelength-tunable erbium-doped fiber lasers: From all anomalous dispersion to all normal dispersion // *Laser Phys. Lett.* 2010. **7**, N 8. P. 591–596.
67. **Meng Y., Salhi M., Niang A. et al.** Mode-locked Er:Yb-doped double-clad fiber laser with 75-nm tuning range // *Opt. Lett.* 2015. **40**, N 7. P. 1153–1156.
68. **Nyushkov B., Kobtsev S., Antropov A. et al.** Femtosecond 78-nm tunable Er:fibre laser based on drop-shaped resonator topology // *Journ. Lightwave Technol.* 2019. **37**, N 4. P. 1359–1363.
69. **Dong X., Shum P., Ngo N. Q. et al.** Effects of active fiber length on the tunability of erbium-doped fiber ring lasers // *Opt. Express*. 2003. **11**, N 26. P. 3622–3627.
70. **Dong X., Shum P., Ngo N. Q. et al.** Output power characteristics of tunable erbium-doped fiber ring lasers // *Journ. Lightwave Technol.* 2005. **23**, N 3. P. 1334–1341.
71. **Okhotnikov O. G., Gomes L., Xiang N. et al.** Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980–1070-nm spectral range // *Opt. Lett.* 2003. **28**, N 17. P. 1522.
72. **Yan Z., Sun B., Li X. et al.** Widely tunable Tm-doped mode-locked all-fiber laser // *Sci. Rep.* 2016. **6**, N 1. P. 27245.

73. **Chen S., Chen Y., Liu K. et al.** All-fiber short-wavelength tunable mode-locked fiber laser using normal dispersion thulium-doped fiber // *Opt. Express*. 2020. **28**, N 12. P. 17570.
74. **Chamorovskiy A. Y., Marakulin A. V., Kurkov A. S., Okhotnikov O. G.** Tunable Ho-doped soliton fiber laser mode-locked by carbon nanotube saturable absorber // *Laser Phys. Lett.* 2012. **9**, N 8. P. 602–606.
75. **Bufetov I. A., Melkumov M. A., Firstov S. V. et al.** Bi-doped optical fibers and fiber lasers // *IEEE Journ. Selected Topics Quant. Electron.* 2014. **20**, N 5. P. 111–125.
76. **Firstov S. V., Alyshev S. V., Riumkin K. et al.** Laser-active fibers doped with bismuth for a wavelength region of 1.6–1.8 μm // *IEEE Journ. Selected Topics Quant. Electron.* 2018. **24**, N 5. P. 0902415.
77. **Headley C., Agrawal G. P.** Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers // *JOSA B*. 1996. **13**, N 10. P. 2170–2177.
78. **Supradeepa V. R., Feng Y., Nicholson J. W.** Raman fiber lasers // *Journ. Opt.* 2017. **19**, N 2. P. 023001.
79. **Kobtsev S. M., Kukarin S. V.** All-fiber Raman supercontinuum generator // *Laser Phys.* 2010. **20**, N 2. P. 372–374.
80. **Kelleher E. J. R., Travers J. C., Sun Z. et al.** Bismuth fiber integrated laser mode-locked by carbon nanotubes // *Laser Phys. Lett.* 2010. **7**, N 11. P. 790–794.
81. **Thipparapu N. K., Guo C., Umnikov A. A. et al.** Bismuth-doped all-fiber mode-locked laser operating at 1340 nm // *Opt. Lett.* 2017. **42**, N 24. P. 5102–5105.
82. **Khegai A., Melkumov M., Firstov S. et al.** Bismuth-doped fiber laser at 1.32 μm mode-locked by single-walled carbon nanotubes // *Opt. Express*. 2018. **26**, N 18. P. 23911–23917.
83. **Noronen T., Melkumov M., Stolyarov D. et al.** All-bismuth fiber system for femtosecond pulse generation, compression, and energy scaling // *Opt. Lett.* 2015. **40**, N 10. P. 2217.
84. **Noronen T., Firstov S., Dianov E. et al.** 1700 nm dispersion managed mode-locked bismuth fiber laser // *Sci. Rep.* 2016. **6**, N 1. P. 24876.
85. **Bednyakova A. E., Kharenko D. S., Zhdanov I. et al.** Raman dissipative solitons generator near 1.3 μm : Limiting factors and further perspectives // *Opt. Express*. 2020. **28**, N 15. P. 22179–22185.
86. **Kurkov A., Dianov E., Medvedkov O. et al.** Raman fiber source for 1.6–1.75 μm spectral region // *Conference on Optical Fiber Communication, Technical Digest Series*. 2003. **86**, N 3. P. 29–30.
87. **Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I. et al.** All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // *Opt. Express*. 2007. **15**, N 13. P. 8438–8443.
88. **Kivisto S., Hakulinen T., Guina M. et al.** Tunable Raman soliton source using mode-locked Tm–Ho fiber laser // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2007. **19**, N 12. P. 934–936.
89. **Mao Y., Tong X., Wang Zh. et al.** Wavelength-tunable 10 GHz actively harmonic mode-locked fiber laser based on semiconductor optical amplifier // *Appl. Phys. B*. 2015. **121**, N 4. P. 517–521.
90. **Ma W., Wang T., Desheng Zh. et al.** All-fiber wavelength tunable actively mode-locked Ho-doped fiber laser // *Proc. of the Asia Communications and Photonics Conference (ACP)*. Hangzhou, China, 26–29 Oct., 2018. P. 1–3.
91. **Wang R., Dai Y., Yan L. et al.** Dissipative soliton in actively mode-locked fiber laser // *Opt. Express*. 2012. **20**, N 6. P. 6406.
92. **Koliada N. A., Nyushkov B. N., Ivanenko A. V. et al.** Generation of dissipative solitons in an actively mode-locked ultralong fibre laser // *Quant. Electron.* 2013. **43**, N 2. P. 95–98.

93. **Hirano M., Nakanishi T., Okuno T., Onishi M. et al.** Silica-based highly nonlinear fibers and their application // *IEEE Journ. Selected Topics Quant. Electron.* 2009. **15**, N 1. P. 103–113.
94. **Korel I. I., Nyushkov B. N., Denisov V. I. et al.** Hybrid highly nonlinear fiber for spectral supercontinuum generation in mobile femtosecond clockwork // *Laser Phys.* 2014. **24**, N 7. P. 074012.
95. **Harvey G. T., Mollenauer L. F.** Harmonically mode-locked fiber ring laser with an internal Fabry–Perot stabilizer for soliton transmission // *Opt. Lett.* 1993. **18**, N 2. P. 107–109.
96. **Grudinin A. B., Gray S.** Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers // *JOSA B.* 1997. **14**, N 1. P. 144–154.
97. **Chen H., Chen S.-P., Jiang Z.-F., Hou J.** Versatile long cavity widely tunable pulsed Yb-doped fiber laser with up to 27655th harmonic mode locking order // *Opt. Express.* 2015. **23**, N 2. P. 1308–1318.
98. **Qin J., Dai R., Li Y. et al.** 20 GHz actively mode-locked thulium fiber laser // *Opt. Express.* 2018. **26**, N 20. P. 25769–25777.
99. **Agrawal G. P.** *Nonlinear Fiber Optics.* 4th ed. New York: Elsevier, 2013. 648 p.
100. **Nelson L. E., Jones D. J., Tamura K., Haus H. A.** Ultrashort-pulse fiber ring lasers // *Appl. Phys. B: Lasers and Optics.* 1997. **65**, N 2. P. 277–294.
101. **Koo J., Park J., Lee J. et al.** Femtosecond harmonic mode-locking of a fiber laser at 3.27 GHz using a bulk-like, MoSe₂-based saturable absorber // *Opt. Express.* 2016. **24**, N 10. P. 10575.
102. **Lecaplain C., Grellu P.** Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser // *Opt. Express.* 2013. **21**, N 9. P. 10897–10902.
103. **Wang Y., Li J., Mo K. et al.** 14.5 GHz passive harmonic mode-locking in a dispersion compensated Tm-doped fiber laser // *Sci. Rep.* 2017. **7**. P. 7779.
104. **Chowdhury S. D., Pal A., Chatterjee S. et al.** Multipulse dynamics of dissipative soliton resonance in an all-normal dispersion mode-locked fiber laser // *Journ. Lightwave Technol.* 2018. **36**, N 24. P. 5773–5779.
105. **Khanolkar A., Chong A.** Multipulsing states management in all-normal dispersion fiber laser with a fiber-based spectral filter // *Opt. Lett.* 2020. **45**, N 23. P. 6374–6377.
106. **Piechal B., Szczepanek J., Kardas T. M., Stepanenko Yu.** Mamyshev oscillator with a widely tunable repetition rate // *Journ. Lightwave Technol.* 2021. **2**, N 39. P. 574–581.
107. **Washburn B. R., Fox R. W., Newbury N. R. et al.** Fiber-laser-based frequency comb with a tunable repetition rate // *Opt. Express.* 2004. **12**, N 20. P. 4999–5004.
108. **Denisov V. I., Ivanenko A. V., Nyushkov B. N., Pivtsov V. S.** Femtosecond fibre laser with a hybrid linear—ring cavity // *Quant. Electron.* 2008. **38**, N 9. P. 801–802.
109. **Hundertmark H., Kracht D., Engelbrecht M. et al.** Stable sub-85 fs passively mode-locked Erbium-fiber oscillator with tunable repetition rate // *Opt. Express.* 2004. **12**, N 14. P. 3178–3183.
110. **Nyushkov B. N., Pivtsov V. S., Koliada N. et al.** Femtosecond fibre laser stabilisation to an optical frequency standard using a KTP electro-optic crystal // *Quant. Electron.* 2015. **45**, N 5. P. 486–491.
111. **Nyushkov B. N., Kobtsev S. M., Koliada N. A. et al.** Mode-locked fibre lasers with an adjustable drop-shaped cavity // *Laser Phys. Lett.* 2017. **14**, N 11. P. 115101.
112. **Cao S., Lin B., Yuan X., Fang Z.** Tunable Er-doped fiber optical frequency comb with a repetition rate adjustment larger than 1.6 MHz // *Opt. Commun.* 2021. **478**. P. 126376.
113. **Pivtsov V. S., Nyushkov B. N., Korel I. I. et al.** Development of a prototype compact fibre frequency synthesiser for mobile femtosecond optical clocks // *Quant. Electron.* 2014. **44**, N 6. P. 507–514.

114. **Beverini N., Prevedelli M., Nyushkov B. et al.** An analog+digital phase-frequency detector for phase locking of a diode laser to an optical frequency comb // *Quant. Electron.* 2004. **34**, N 6. P. 559–564.
115. **Yoshida M., Hirayama T., Nakazawa M. et al.** Regeneratively mode-locked fiber laser with a repetition rate stability of 49×10^{-15} using a hydrogen maser phase-locked loop // *Opt. Lett.* 2007. **32**, N 13. P. 1827–1829.
116. **Woodward R. I.** Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers // *Journ. Opt.* 2018. **20**. P. 033002.
117. **Ding E., Grelu P., Kutz J. N.** Dissipative soliton resonance in a passively mode-locked fiber laser // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 7. P. 1146.
118. **Zhao J., Li L., Zhao L. et al.** Tunable and switchable harmonic h-shaped pulse generation in a 3.03 km ultralong mode-locked thulium-doped fiber laser // *Photon. Research.* 2019. **7**, N 3. P. 332–340.
119. **Kokhanovskiy A., Kuprikov E., Ivanenko A., Kobtsev S.** All-polarisation-maintaining modified figure-of-8 fibre laser as a source of soliton molecules // *Laser Phys. Lett.* 2020. **17**, N 8. P. 12–15.
120. **Kokhanovskiy A., Kuprikov E., Kobtsev S.** Single- and multi-soliton generation in figure-eight mode-locked fibre laser with two active media // *Opt. Laser Technol.* 2020. N 131. P. 106422.
121. **Amrani F., Salhi M., Grelu Ph. et al.** Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers // *Opt. Lett.* 2011. **36**, N 9. P. 1545.
122. **Nyushkov B., Ivanenko A., Smirnov S., Kobtsev S.** Electronically controlled generation of laser pulse patterns in a synchronously pumped mode-locked semiconductor optical amplifier-fiber laser // *Laser Phys. Lett.* 2019. **16**, N 11. P. ab4e9d.
123. **Nyushkov B. N., Kobtsev S. M., Ivanenko A. V., Smirnov S. V.** Programmable optical waveform generation in a mode-locked gain-modulated SOA-fiber laser // *JOSA B.* 2019. **36**, N 11. P. 3133.
124. **Nyushkov B., Ivanenko A., Smirnov S. et al.** Triggering of different pulsed regimes in fiber cavity laser by a waveguide electro-optic switch // *Opt. Express.* 2020. **28**, N 10. P. 14922–14932.
125. **Nyushkov B., Kobtsev S. M., Ivanenko A., Smirnov S.** Synthesis of periodic and aperiodic arbitrary waveforms in a SOA-fibre laser // *Proc. SPIE.* 2020. **11547**. 115471C. P. 47.
126. **Kuznetsov A. G., Kharenko D. S., Podivilov E. V., Babin S. A.** Fifty-ps Raman fiber laser with hybrid active-passive mode locking // *Opt. Express.* 2016. **24**, N 15. P. 16280.
127. **Longhi S.** PT-symmetric mode-locking // *Opt. Lett.* 2016. **41**, N 19. P. 4518–4521.
128. **Zyablovsky A. A., Vinogradov A. P., Pukhov A. A. et al.** PT-symmetry in optics // *Physics-Uspekhi.* 2014. **57**, N 11. P. 1063–1082.
129. **Kalashnikov V. L., Wabnitz S.** Distributed Kerr-lens mode-locking in a fiber laser // *OSA Advanced Photonics Congress (AP) (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF).* 2020. NpTu3D.5.
130. **Smirnov S. V., Nyushkov B. N., Ivanenko A. V. et al.** Shaping of nanosecond pulses in ytterbium fiber lasers by synchronous sine-wave pump modulation // *JOSA B.* 2020. **37**, N 10. P. 3068.
131. **Genty G., Salmela L., Dudley J. M. et al.** Machine learning and applications in ultrafast photonics // *Nature Photon.* 2021. **15**, N 2. P. 91–101.

Поступила в редакцию 06.07.2021

После доработки 21.07.2021

Принята к публикации 04.08.2021