

УДК 535.3

## ГЕНЕРАЦИЯ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ В ВОЛОКОННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРАХ

Д. С. Харенко<sup>1,2</sup>, С. А. Бабин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова 2

<sup>2</sup>Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: kharenko@iae.nsk.su

Выполнен обзор результатов в области создания и исследования волоконных фемтосекундных лазеров. Рассмотрены различные способы синхронизации мод и режимы генерации. Особое внимание уделено режиму диссипативных солитонов в полностью волоконном резонаторе с нормальной дисперсией. Приведены основные результаты и анализ возможностей масштабирования фемтосекундных импульсов по энергии.

*Ключевые слова:* фемтосекундные волоконные лазеры, диссипативные солитоны, chirпованные импульсы, масштабирование.

**Введение.** Из всего многообразия лазеров одними из самых молодых и бурно развивающихся на текущий момент являются волоконные лазеры [1, 2]. Резонатор таких лазеров формируется из оптического волокна — кварцевого световода с характерными диаметрами оболочки  $\sim 125$  мкм и сердцевины  $\sim 6$  мкм. Разницу показателей преломления между оболочкой и сердцевиной выбирают таким образом, чтобы световод поддерживал только одну поперечную моду для выбранного спектрального диапазона. Длина резонатора может варьироваться от нескольких сантиметров для волоконных лазеров с распределённой обратной связью [3] до сотен километров для лазеров, работающих на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [4]. Для создания активных волоконных световодов сердцевину легируют редкоземельными элементами. Наиболее часто для этих целей применяют иттербий и эрбий [5].

Преимущества лазеров на волоконных световодах — высокое качество выходного излучения (поддерживается только основная поперечная мода), отсутствие юстировочных элементов (излучение генерируется внутри волоконного резонатора) и элементов объёмной оптики, требующих регулярного обслуживания, компактность и относительно высокая эффективность ( $\geq 80$  %) по накачке [5]. Сама накачка является оптической и, как правило, осуществляется полупроводниковыми лазерными диодами с волоконным выводом излучения в сердцевину или в оболочку волокна, что обеспечивает высокую надёжность и низкую стоимость такого решения. Спектр выходных параметров волоконных лазеров чрезвычайно широк: от непрерывных одночастотных лазеров с распределённой обратной связью [3] до импульсных широкополосных, включая наносекундные (лазеры с модуляцией добротности [6]), пикосекундные и фемтосекундные лазеры с синхронизацией мод [7]. Обзоры по экспериментальным достижениям [8] и теоретическому описанию и численному моделированию [9] фемтосекундных волоконных систем подтверждают актуальность этой тематики.

В полностью волоконных схемах фемтосекундных лазеров существует большой простор для управления параметрами излучения через изменение характеристик среды. Так, например, для компенсации дисперсионного фазового набёга в волоконный резонатор мож-

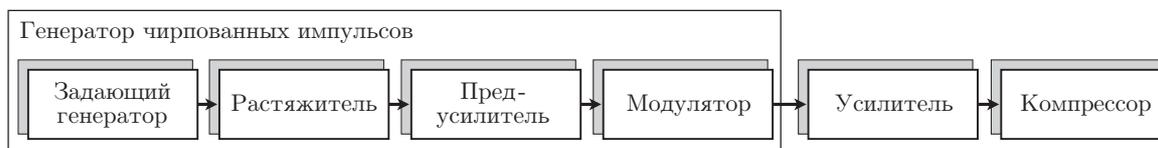


Рис. 1. Стандартная схема усиления фемтосекундных импульсов

но вставить отрезок волокна с аномальной дисперсией групповых скоростей. В сравнении с использованием компрессоров на призмах или на дифракционных решётках внутри резонатора твердотельного лазера это решение является более простым, обладает меньшими потерями и существенно большей стабильностью. Таким образом, выбирая волокна с различной дисперсией, можно сконструировать добротный резонатор как с чисто аномальной, так и с близкой к нулю или нормальной дисперсией.

В зависимости от величины полной дисперсии резонатора реализуются существенно различные режимы импульсной генерации. В среде с аномальной дисперсией генерируются спектрально ограниченные оптические импульсы, которые принято называть солитонами [10–12], т. е. уединёнными волнами, распространяющимися без изменения формы и длительности благодаря взаимной компенсации дисперсионного и нелинейного уширения. А полностью положительная дисперсия позволяет получить режим так называемых chirпованных (с линейной частотной модуляцией) импульсов [13–15], энергия которых может превышать энергию классических солитонов в десятки и сотни раз за счёт большей длительности при той же пиковой мощности. Такие импульсы легко усиливаются и сжимаются внешним компрессором до длительности 35–200 фс [16, 17].

Фемтосекундные генераторы с высокой энергией в импульсе потенциально могут прийти на смену традиционным, гораздо более сложным и дорогим, системам усиления фемтосекундных импульсов (рис. 1) в таких приложениях, как генерация суперконтинуума и гармоник высоких порядков [18–20], генерация терагерцового излучения [21], частотная метрология [22] и создание наноструктур в прозрачных диэлектрических материалах [23, 24]. Chirпованные импульсы с выхода такого генератора напрямую подаются на усилитель без использования растяжителя и модулятора, а уже после усиления проводится их сжатие. При этом для увеличения их энергии требуется меньше усилительных каскадов, что положительно скажется на качестве и контрасте выходного излучения.

В предлагаемом обзоре проведено сравнение различных способов генерации и масштабирования диссипативных солитонов в частично и полностью волоконных схемах. Особое внимание уделено проблеме увеличения длины резонатора.

**Принципы построения мощных фемтосекундных генераторов. Режимы генерации.** Схему резонатора лазера с нормальной дисперсией можно реализовать разными способами, в соответствии с которыми и принято классифицировать режимы генерации chirпованных импульсов. Так, если резонатор состоит из двух типов волокон с нормальной и аномальной дисперсиями и его полная дисперсия близка к нулю [25], то реализуется режим растянутых импульсов, характеризующийся большим изменением длительности импульса за обход резонатора (рис. 2, *a*).

Если бóльшая часть резонатора имеет нормальную дисперсию, то форма импульса при его распространении остаётся неизменной и близкой к параболической. Такие импульсы называют самоподобными [26], или симиляритонами [27]. В данном случае длительность импульса может меняться из-за дисперсии и это изменение компенсируется компрессором, помещённым внутрь резонатора (рис. 2, *b*). Как показано в [28], в участках с разной дисперсией последовательно реализуются режимы симиляритона и солитона внутри одного резонатора.

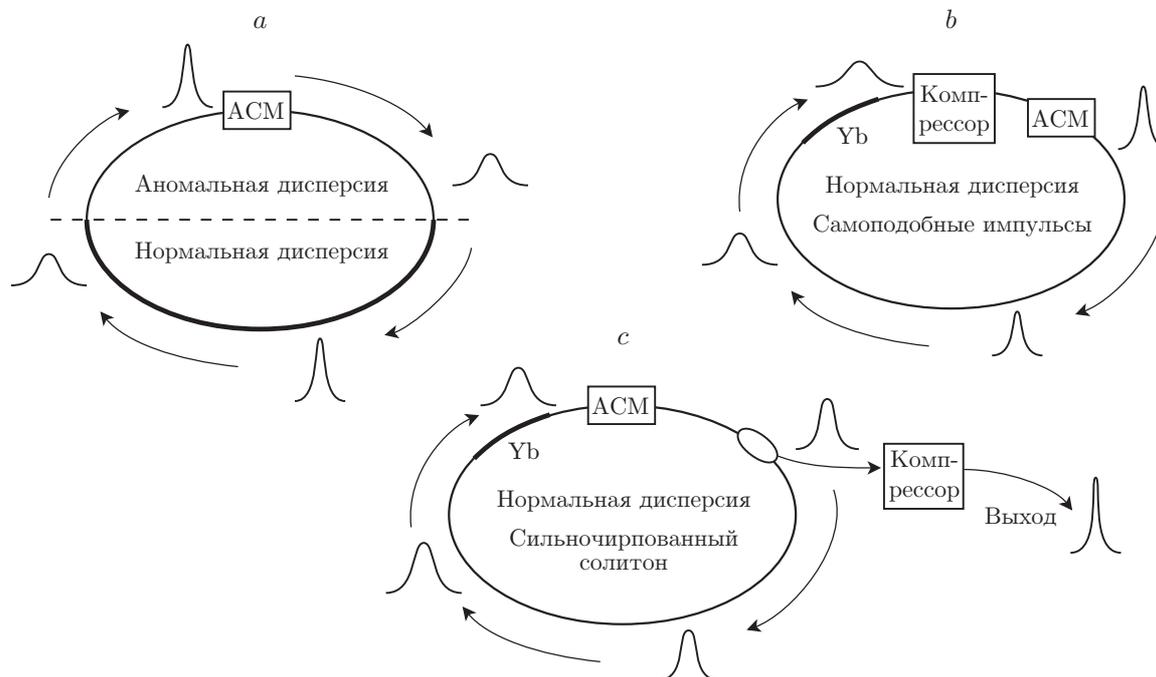


Рис. 2. Схемы для режимов генерации, реализующихся при различной полной дисперсии резонатора: *a* — растянутые импульсы, *b* — самоподобные импульсы (симиляритоны), *c* — сильночирпованные диссипативные солитоны

В схеме резонатора с полностью нормальной дисперсией осуществляется режим генерации так называемых сильночирпованных диссипативных солитонов (СЧДС) [29–33], характеризующийся тем, что параметры импульса слабо меняются при распространении внутри резонатора (рис. 2, *c*). Высокие энергии солитонов в этом режиме достигаются за счёт сильного чирпования импульса и связанного с ним увеличения длительности при фиксированной пиковой мощности. Во время распространения такого импульса по волокну из-за эффекта фазовой самомодуляции постоянно происходит образование новых частот, высшие из которых под действием дисперсии сдвигаются к заднему фронту импульса, а низшие — к переднему. В результате наблюдается линейное изменение несущей частоты вдоль импульса. Благодаря этой структуре действие амплитудной самомодуляции (АСМ) на импульс проявляется не только в уменьшении его длительности, но и в эффективном отводе из резонатора частот, оказавшихся на краях импульса, т. е. АСМ действует ещё и как спектральный фильтр. В этом и состоит суть диссипативного солитона. Для стабильного существования в резонаторе такого импульса необходимо наличие потерь, удерживающих его от дисперсионного расплывания, компенсируемых усилением на каждом обходе. Длительность данного импульса значительно больше длительности спектрально ограниченного и слабо меняется вдоль всего резонатора. Для повышения стабильности в резонатор ставят дополнительный (по отношению к элементу, осуществляющему АСМ) спектральный фильтр. Теоретическое исследование внутриврезонаторной динамики в условиях сильной спектральной фильтрации проведено в [34]. Именно получение режима СЧДС считается наиболее перспективным для создания фемтосекундных генераторов с большой энергией в импульсе ( $\sim 100$  нДж и более) и возможностью сжатия импульсов до длительностей порядка 100 фс [35] внешним компрессором (см. рис. 2, *c*).

*Схемы резонаторов.* Волоконные фемтосекундные лазеры с пассивной синхронизацией мод имеют, как правило, кольцевую схему резонатора (рис. 3, *a*). Отсутствие взаимо-

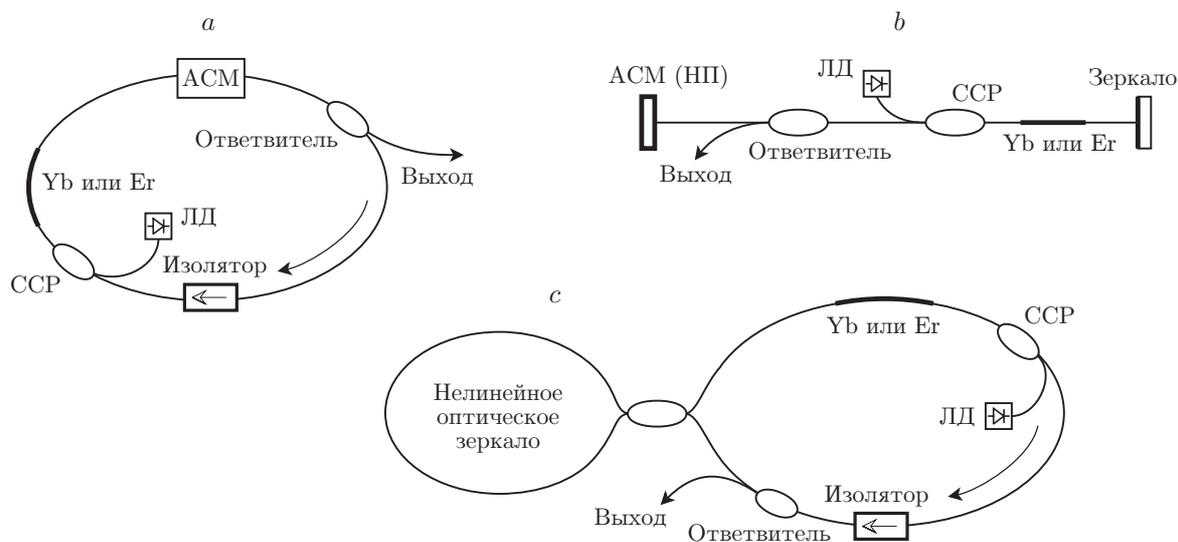


Рис. 3. Типичные схемы резонатора волоконных фемтосекундных лазеров: *a* — кольцевой резонатор, *b* — линейный, *c* — с нелинейным оптическим зеркалом в качестве АСМ (НП — насыщающийся поглотитель, ЛД — лазерный диод, ССР — спектрально-селективный разветвитель)

действия между встречными модами значительно облегчает самостарт генерации в таком резонаторе [36]. Однонаправленное распространение излучения достигается благодаря использованию оптического изолятора внутри резонатора. Это может быть объёмный [14] или волоконный [37] изолятор в зависимости от конкретных особенностей схемы.

В качестве активной среды обычно применяются волокна, легированные ионами иттербия [35] или эрбия [38]. С точки зрения максимальной энергии импульса лучшие результаты достигнуты в иттербиевых волоконных лазерах при использовании для АСМ эффекта нелинейного вращения поляризации (НВП) [35]. Это обусловлено высокой квантовой эффективностью и удачной структурой рабочих уровней иттербия в стекле, что позволяет получить высокую выходную мощность и КПД по накачке. Необходимо также отметить, что практически во всех перечисленных работах делается акцент на необходимости применения дополнительного сильного спектрального фильтра внутри резонатора для стабилизации режима и достижения больших значений энергии.

По типу исполнения все схемы можно разделить на полностью волоконные и гибридные, т. е. частично волоконные. Полностью волоконные схемы [39] сочетают в себе все преимущества волоконных лазеров, включая высокое качество пучка, отсутствие юстировок и волоконное заведение накачки от лазерных диодов (см. рис. 3, *a*). В гибридном варианте [40] часть компонент остаются объёмными, такие как изолятор, PBS (Polarizing Beam Splitter) — поляризационный делитель (призма Глана), четверть- и полуволновые пластинки, двулучепреломляющая пластинка, и присутствует участок резонатора, на котором излучение распространяется в открытом пространстве через перечисленные элементы. Все вводы и выходы излучения из волокна в этих схемах производятся с помощью специальных коллиматоров или микрообъективов. Фактически частично волоконная схема является единственным возможным вариантом при использовании микроструктурированных (фотонно-кристаллических) волокон (PCF — Photonic-Crystal Fiber) с большим модовым полем (LMA — Large Mode Area) в качестве активной среды лазера [35]. Данное ограничение обусловлено большими трудностями при их соединении как с волокнами других типов, из которых выполняются остальные элементы резонатора, так и между собой.

*Механизмы синхронизации мод.* Синхронизация мод может обеспечиваться разными способами АСМ, наиболее распространённые из них — эффект нелинейного вращения поляризации (НВП, NPE — Nonlinear Polarization Evolution), возникающий при распространении эллиптически поляризованной волны по стандартному одномодовому волокну в резонаторе [14, 35], нелинейное кольцевое зеркало (NOLM — Nonlinear Optical Loop Mirror) [13] или полупроводниковый насыщающийся поглотитель (SESAM — Semiconductor Saturable Absorber Mirror) [41, 42]. Последний способ является классическим в том смысле, что применяется не только в волоконных, но и в твердотельных фемтосекундных лазерах. При использовании насыщающегося поглотителя в волоконном лазере нелинейный элемент либо вставляется в разрыв резонатора и работает на просвет, либо работает на отражение и располагается у торца волокна. Вариант с отражением возможен только в случае линейного резонатора [41, 42] (рис. 3, *b*). Основные недостатки SESAM — его малая лучевая стойкость, что ограничивает возможности генерации высокоэнергетических импульсов, и относительно большое время релаксации, определяющее минимальную длительность импульсов. Однако в некоторых приложениях эти недостатки могут быть компенсированы устойчивым самостартом и высокой стабильностью генерации, а также возможностью перестройки по длине волны в широком диапазоне [41].

Нелинейное кольцевое зеркало по сути представляет собой волоконно-оптический ответвитель, два выхода которого соединены друг с другом, образуя кольцо (рис. 3, *c*). Оставшиеся два вывода ответвителя, включая активное волокно, также образуют кольцо, поэтому такие лазеры часто называют лазерами с резонатором в форме восьмёрки [43]. В работе [44] показано, что волоконное кольцевое зеркало обладает нелинейным коэффициентом отражения, зависящим от мощности излучения, т. е. является эффективным амплитудным самомодулятором. Для облегчения самостарта совместно с NOLM могут также использоваться и другие нелинейные элементы, например SESAM [13]. Поскольку действие NOLM основано на нелинейности Керра, то оно имеет предельно малое время релаксации (порядка единиц фемтосекунд), и тем самым может поддерживать импульсы меньшей длительности, чем SESAM. Полностью волоконное исполнение делает применение этого элемента в волоконных лазерах удачным решением. Но, несмотря на все плюсы, NOLM не получило распространения в фемтосекундных волоконных лазерах, возможно, из-за трудностей с самостартом и недостаточной долговременной стабильности [13].

Эффект НВП также представляет собой одно из проявлений керровской нелинейности и может использоваться для АСМ, например, в кольцевом волоконном резонаторе (см. рис. 3, *a*). Его суть состоит в том, что две сдвинутые по фазе ортогональные поляризационные моды излучения (формирующие эллиптическую поляризацию) начинают взаимодействовать друг с другом через нелинейный показатель преломления  $n_2$ . В результате происходит поворот эллипса поляризации на угол, пропорциональный интенсивности излучения и длине взаимодействия:  $\chi \sim I(t)L$ . Схема реализации самоамплитудного модулятора, основанного на этом эффекте, приведена на рис. 4. Здесь четверть- и полуволновая

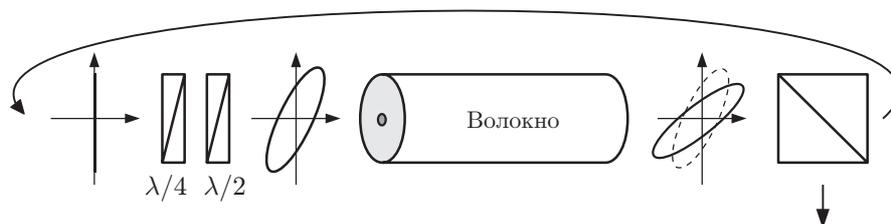


Рис. 4. Синхронизация мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации

пластинки задают эллиптичность и наклон оси эллипса на входе в волокно, а призма Глана выполняет роль поляризатора. Неоспоримый плюс эффекта в малых временах релаксации и в том, что для его наблюдения в стандартном (круглом) одномодовом волокне достаточно лишь правильно задать состояние поляризации. Поскольку интенсивность является функцией от времени, то величина угла поворота эллипса для центральной части импульса, где интенсивность максимальна, будет большей, чем для его хвостов. При правильной настройке угла поляризации падение такого импульса на поляризационный элемент приводит к большему пропусканию его центральной части и потерям по краям. В результате при каждом проходе длительность импульса уменьшается, пока не установится стационарное состояние. Самостарт в данном случае обычно достигается без использования дополнительных модуляторов или насыщающихся поглотителей внутри резонатора [40]. К минусам такой синхронизации мод следует отнести высокую чувствительность состояния поляризации к внешним воздействиям на круглое волокно из-за возникающего паразитного двулучепреломления. Конечно, специальные неоднородные волокна с сильным наведённым двулучепреломлением, сохраняющие состояние поляризации, лишены этого недостатка, но в них и не проявляется эффект НВП, для которого поляризация должна быть эллиптической, а волокно — однородным.

Таким образом, при применении стандартного волокна не удаётся существенно увеличить длину резонатора фемтосекундного лазера, работающего на основе эффекта НВП, — в этом случае существенно усиливается роль случайного двулучепреломления, непредсказуемо влияющего на состояние поляризации в зависимости от внешних условий. Однако, несмотря на все имеющиеся недостатки, синхронизация мод на основе эффекта НВП является одной из наиболее часто используемых, в том числе в работах, в которых получена рекордная энергия в импульсе [35]. Этот факт объясняется крайне малой инерционностью и высокой оптической стойкостью элементов, необходимых для реализации данного механизма.

Кроме указанных механизмов синхронизации в последнее время активно исследуется возможность применения новых материалов, таких как графен и углеродные нанотрубки [45, 46], но получить существенное увеличение энергии импульсов в таких схемах пока не удалось.

*Генерация чирпованных импульсов.* Возможность генерации чирпованных импульсов с энергией порядка 1 нДж в волоконных лазерах впервые продемонстрирована в [14]. Показано, что в иттербиевом волоконном лазере при переходе значения полной дисперсии резонатора от аномальной к слабоположительной резко менялся характер как спектральных, так и временных характеристик излучения (рис. 5). На краях спектра наблюдались характерные резкие спады до 20 дБ и более, а длительность импульса возрастала до нескольких пикосекунд. При этом важным моментом явилось наличие у импульса большой линейной частотной модуляции (чирпа) и возможности компенсировать её — сжать импульс внешним компрессором на дифракционных решётках. После сжатия длительность импульса в [14] составила 52 фс. Синхронизация мод обеспечивалась эффектом НВП. В подобной схеме эксперимента [47] удалось увеличить энергию импульса до  $\sim 10$  нДж и полностью исключить из резонатора линию дисперсионной задержки [31, 40]. В результате получился лазер с резонатором, все элементы которого имели только нормальную дисперсию, так называемый лазер с полностью нормальной дисперсией (ANDi — All-Normal-Dispersion). Лазер генерировал чирпованные импульсы с энергией порядка 20 нДж, которые можно сжать внешним компрессором до длительности  $< 200$  фс [40] (рис. 6).

Несмотря на относительную простоту перечисленных конфигураций, все они содержат элементы объёмной оптики. В случаях когда были реализованы полностью волоконные схемы фемтосекундных лазеров, уровни достигнутой выходной энергии оказались заметно меньшими. Например, в [48] исследовался полностью волоконный лазер без компен-

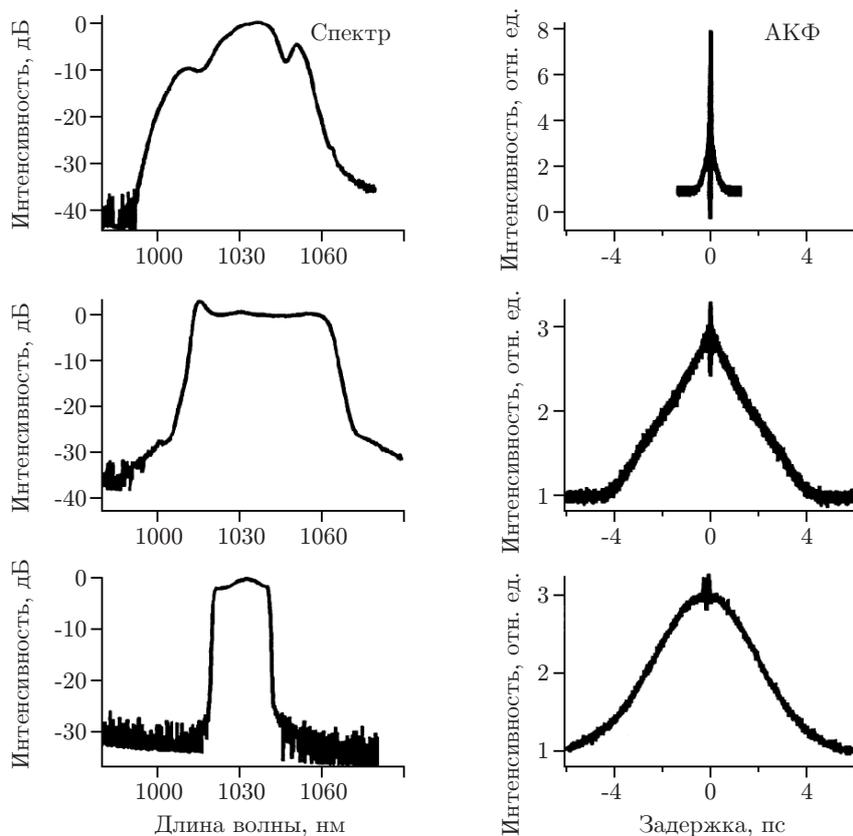


Рис. 5. Качественное изменение формы спектра и автокорреляционной функции (АКФ) при переходе к режиму чирпованных импульсов [14]

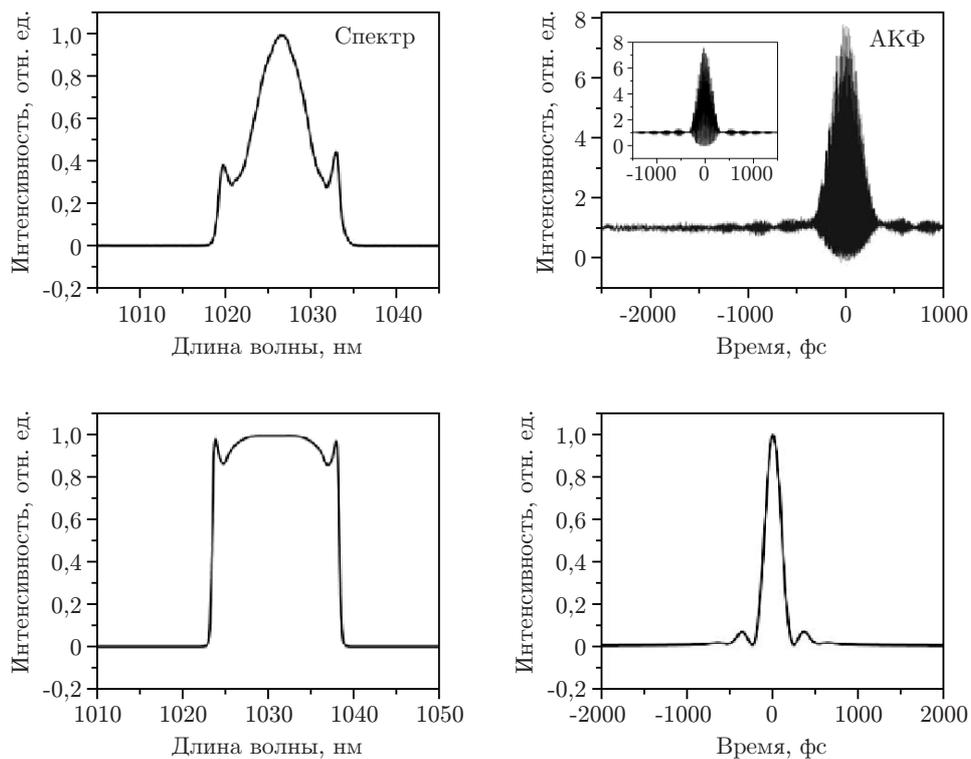


Рис. 6. Экспериментальные и расчётные данные для лазера ANDi с энергией в импульсе до 20 нДж [40]

сации дисперсии, генерирующий импульсы энергией до 1,8 нДж с частотой повторения 33 МГц и сжимаемые до длительности 179 фс. В [39] удалось в 2 раза увеличить энергию выходных импульсов при частоте повторения 71 МГц и длительности сжатого импульса 76 фс.

Следует также отметить, что в большинстве работ, где были получены высокая энергия и малая длительность генерируемых импульсов после сжатия, в качестве активной среды использовалось волокно, легированное ионами иттербия, а синхронизация мод достигалась за счёт эффекта НВП, обусловленного керровской нелинейностью. Удачная структура уровней иттербия в стекле помогает получить высокие выходную мощность и КПД по накачке. Кроме того, мощность вводимой накачки можно существенно увеличить путём применения волокон с двойной оболочкой и многомодовых лазерных диодов [49, 50]. Выбор механизма синхронизации мод на основе эффекта НВП объясняется его крайне малой инерционностью, полностью волоконным исполнением и высокой оптической стойкостью элементов, необходимых для его реализации.

Определённые результаты также достигнуты при реализации волокон с сохранением состояния поляризации и механизмов синхронизации мод, отличных от НВП, в частности модуляции интенсивности в полупроводниковом насыщающемся поглотителе типа SESAM [42, 51]. Однако энергия импульса в таких схемах меньше, а длительность сжатого импульса больше, чем при использовании эффекта НВП.

**Масштабирование по энергии импульсов.** Дальнейшие исследования во многом были сконцентрированы вокруг проблемы увеличения энергии (масштабирования) генерируемых импульсов при сохранении стабильного режима генерации. Переход к сильночирпованным (с параметром чирпа  $f \geq 10$ ) диссипативным солитонам позволяет увеличить энергию импульса на порядок и более за счёт увеличения длительности генерируемого импульса при той же пиковой мощности. Длительность сжатого импульса, определяемая шириной генерируемого спектра, при этом может оставаться в пределах 100–200 фс.

*Модель сильночирпованных диссипативных солитонов.* В работе [52] показано, что приближение медленно меняющихся амплитуд для уравнения огибающей электромагнитного поля имеет универсальную форму и может быть сведено к кубическому уравнению Гинзбурга — Ландау (УГЛ). Это уравнение имеет солитонные решения, существующие в широком диапазоне физических параметров [53]. Очевидно, что наблюдаемыми в эксперименте являются только стабильные решения, и этому аспекту посвящено множество работ (см., например, [29, 54] и цитируемую в них литературу).

В случае инерционного насыщающегося поглотителя, время релаксации которого сравнимо либо больше длительности импульса, УГЛ может быть решено точно [55]. Решения, полученные в этой работе, имеют характерный для диссипативных солитонов спектральный профиль с резкими краями. Для безынерционной нелинейности, когда время реакции среды много меньше длительности импульса, также существует точное решение [56]. Следует отметить, что данное решение справедливо лишь для слабочирпованных импульсов. В пределе большого чирпа в общем случае решение становится сингулярным.

В работе [57] впервые определена связь между физическими параметрами установки и коэффициентами обобщённого УГЛ. Данная связь выражается системой нелинейных уравнений, и реальный поиск коэффициентов УГЛ представляется непростой задачей. Кроме того, при выводе соотношений невозможно было учесть влияние случайно наведённого двулучепреломления в волокне, которое зависит от способа укладки волокна и от других внешних воздействий. Такое двулучепреломление всегда есть в реальном эксперименте и существенно затрудняет количественное сравнение с теорией. Обобщённое УГЛ не описывает эффекты, проявляющиеся при чрезмерном действии НВП (NPE overdriving), такие как наблюдаемые в эксперименте уменьшение стабильности и многоимпульсность генерации [40, 58].

Предел большого chirpa исследован теоретически в работе [59]. Для описания фемто-секундного генератора использовалось обобщённое УГЛ:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \left( \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 \right) A + \left( -\sigma + \alpha \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \kappa |A|^2 (1 - \zeta |A|^2) \right) A, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — разница потерь и насыщенного усиления;  $\alpha$  — параметр спектральной фильтрации;  $\beta_2$  — коэффициент дисперсии оптического волокна;  $\gamma$  — коэффициент нелинейности оптического волокна;  $\kappa$  — коэффициент амплитудной самомодуляции;  $\zeta$  — коэффициент насыщения АСМ;  $A$  — амплитуда;  $|A|^2$  — интенсивность электромагнитного поля.

Для случая  $f \gg 1$  было найдено приближённое аналитическое решение уравнения (1) [59], которое записывается в неявном виде:

$$\operatorname{arctanh} \left( \frac{\Omega(t)}{\Delta} \right) + \frac{1}{R} \arctan \left( \frac{\Omega(t)}{R\Delta} \right) = \frac{t}{T}, \quad (2)$$

$$I(\omega) \equiv \left| \int dz \sqrt{P(t)} e^{i\varphi(t) - i\omega t} \right|^2 \simeq \frac{6\pi\gamma}{\zeta\kappa} \frac{H(\Delta^2 - \omega^2)}{\omega^2 + R^2\Delta^2}, \quad (3)$$

где  $\Delta = \sqrt{(2\gamma/\beta_2)P_m}$  — максимальная отстройка частоты (полуширина спектра СЧДС),  $P_m$  — пиковая мощность импульса;  $T = 6\gamma^2/(\beta_2\zeta\kappa\Delta^3(1+R^2))$  — полудлительность импульса;  $\Omega(t)$  — мгновенная частота;  $H(x)$  — функция Хевисайда.

Из вида этих уравнений следует, что форма как временной (2), так и спектральной (3) огибающих определяется только одним безразмерным параметром  $R = ((1 + 2\alpha\gamma/\beta_2\kappa)/(\zeta P_m) - 5/3)^{1/2}$ , из чего можно сделать вывод о возможности масштабирования данного решения по любой паре параметров, входящих в  $R$  в виде отношения. Например, при увеличении диаметра моды волокна дисперсия и нелинейность не изменяются. Другие параметры, входящие в соотношение, также могут оставаться постоянными при использовании однотипного самоамплитудного модулятора. Одновременное увеличение суммарной дисперсии и нелинейности резонатора соответствует простому увеличению его длины. Такое преобразование не изменяет параметра  $R$ , но приводит к линейному росту параметра chirpa импульса  $f = \Delta T$ . Далее оба случая будут рассмотрены подробно.

Исследование стабильности полученного приближённого аналитического решения уравнения (1) проведено в [60, 61]. Работа [61] посвящена детальному численному исследованию области его существования и применимости (по величине параметра chirpa). Сравнение численного расчёта с аналитическим решением в характерных точках области существования положительной ветви показало их совпадение с точностью до  $10^{-2} \dots 10^{-4}$  (рис. 7, а). Также была исследована зависимость формы огибающей решения от значения параметра  $R$ .

При  $R = 2,5$  форма импульса хорошо приближается формулой  $\operatorname{sech}^2$ , т. е. близка к форме стандартного солитона УГЛ. С уменьшением  $R$  до 0,5 форма хорошо описывается параболой (рис. 7, б). В предельном случае ( $R \rightarrow 0$ ) импульс принимает вид, близкий к прямоугольному (вставка на рис. 7, б). Таким образом, полученное аналитическое решение описывает однопараметрическое семейство сильноchirпованных диссипативных солитонов в условиях резонатора с полностью нормальной дисперсией и им можно пользоваться для анализа экспериментальных реализаций режимов с увеличенной энергией импульса, в частности при увеличении диаметра моды и длины волокна.

*Увеличение диаметра моды.* Наиболее просто рост энергии достигается путём снижения частоты повторения импульсов (за счёт удлинения резонатора) с сохранением средней

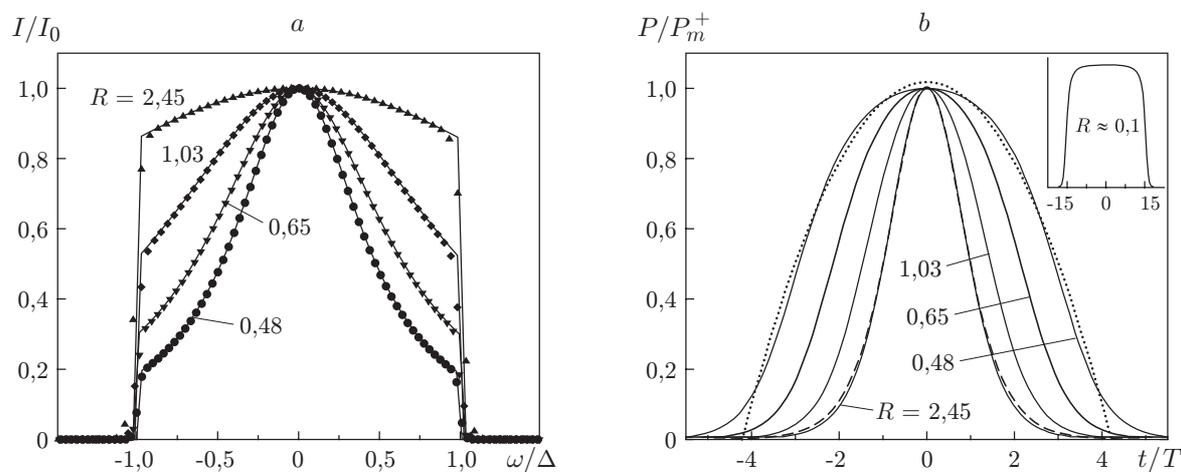


Рис. 7. Аналитическое решение обобщённого УГЛ в пределе большого чирпа: *a* — сравнение численного счёта (символы) с положительной веткой аналитического решения (сплошные кривые) для спектральной огибающей; *b* — временная огибающая положительной ветки аналитического решения (сплошные кривые), аппроксимация параболой (пунктирная) и  $\text{sech}^2$  (штриховая). На вставке показан вид аналитического решения при  $R \rightarrow 0$  [61]

мощности. При этом, как показало моделирование, режим диссипативных солитонов характеризуется тем, что с увеличением длины резонатора растёт параметр чирпа, т. е. рост энергии происходит за счёт увеличения длительности импульса с сохранением возможности его сжатия до начальных значений.

В эксперименте первые яркие результаты в этом направлении (и одновременно его принципиальные ограничения) были продемонстрированы в работе [40], где получен практически линейный рост энергии импульса с 12 до 26 нДж при увеличении длины резонатора с 8 до 16 м соответственно. Частота повторения импульсов при максимальной длине составила 12,5 МГц. Было отмечено также, что в резонаторе длиной 16 м стабильный одноимпульсный режим существует при меньшей мощности накачки, чем для 8 м. Увеличение уровня накачки приводило к многоимпульсной генерации, которая является характерным признаком избыточного действия эффекта НВП. В стабильном одноимпульсном режиме импульсы сжаты внешним компрессором до 165 фс. Дальнейшее увеличение энергии сверхкоротких фемтосекундных импульсов, сжимаемых до длительности порядка 100 фс при снижении частоты повторения, оказалось большой проблемой. Отметим, что в данной работе использовалось волокно с несколько увеличенным (до 6,5 мкм) диаметром сердцевины, что внесло свой вклад в повышение энергии импульсов.

Поэтому дальнейшие усилия по увеличению энергии импульса на выходе лазера были связаны с ростом эффективной площади пучка. Этот подход успешно реализован в [35] за счёт использования фотонно-кристаллических волокон (PCF) с увеличенной площадью моды (LMA) и позволил приблизиться к уровню мощности 1 МВт [62], что близко к порогу самофокусировки в волокне, составляющему  $\sim 2$  МВт [63]. В то же время LMA-волокна (с диаметром сердцевины  $> 20$  мкм) уже не являются строго одномодовыми, это отрицательно сказывается не только на качестве пучка, но и на стабильности одноимпульсного режима [64].

В последние годы продолжались попытки увеличить длину волоконного резонатора выше установленного предела 16 м [40].

*Увеличение длины резонатора.* Используя узкий (5 нм) спектральный фильтр внутри резонатора, удалось получить генерацию с частотой повторения 3 МГц [65]. В этом слу-

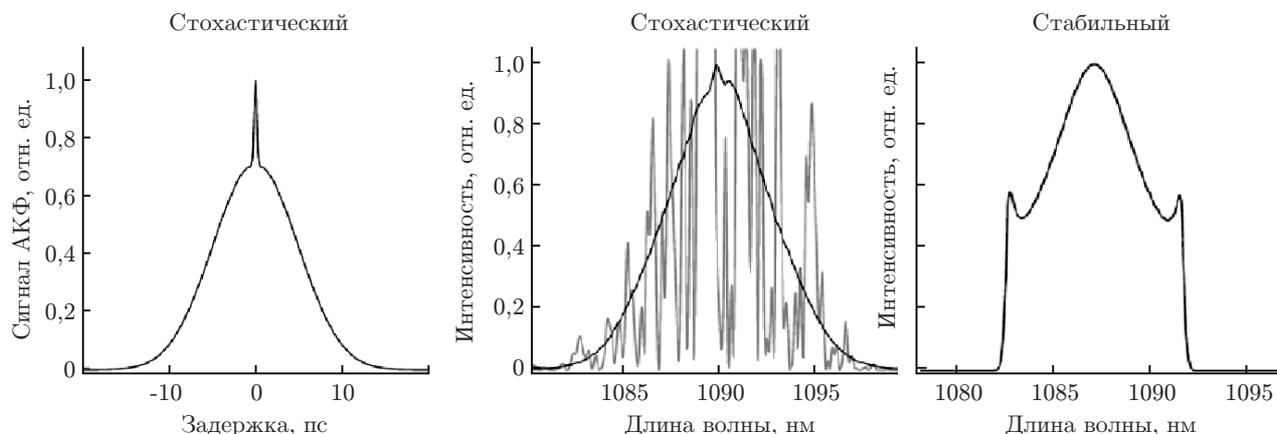


Рис. 8. Характерная автокорреляционная функция и спектры для стохастического и стабильного режимов генерации [69]

чае энергия импульса на выходе из генератора составила 15 нДж, а длительность после сжатия — 670 фс. Кроме того, в работе сделан акцент на перспективности усиления таких импульсов, поскольку излучение генератора chirпованных импульсов можно напрямую направлять в усилитель, минуя растяжитель, предусилитель и модулятор.

В [66] частоту повторения импульсов удалось снизить до 2,3 МГц. Здесь в качестве активной среды используется волокно, легированное эрбием, которое также играет роль эффективного спектрального фильтра. Максимальная энергия импульсов на выходе лазера составила 9,4 нДж. Отмечается высокая долговременная стабильность частоты повторения и работы лазера на протяжении более двух недель, несмотря на то что эффект НВП в длинном одномодовом волокне очень чувствителен к внешним воздействиям.

Интересные результаты по увеличению длины резонатора были получены и без спектральных фильтров. О создании высокоэнергетичной фемтосекундной системы с частотой следования импульсов 4 МГц (длина резонатора 50 м) сообщается в работе [67]. Здесь резонатор задающего генератора выполнен из телекоммуникационного волокна SMF-28 с диаметром сердцевины 8,5 мкм. Синхронизация мод достигается благодаря эффекту НВП, а в качестве активной среды используется иттербиевое GTWave-волокно с двойной оболочкой. Задающий генератор имеет два выхода с суммарной энергией в импульсе 10 нДж. После двухступенчатого волоконного усилителя энергия импульсов достигала 1 мкДж на длине волны 1086 нм.

В работе [68] длину иттербиевого лазера удалось увеличить до рекордной величины 3,8 км, снизив тем самым частоту повторения до 77 кГц и повысив энергию в импульсе до 3,9 мкДж. Однако этот режим уже не был режимом сильноchirпованных фемтосекундных импульсов: ширина спектра составила всего 0,35 нм, а длительность генерируемых импульсов — 3 нс. Автокорреляционная функция подобных импульсов имеет двухмасштабную структуру с узким пиком и широкой подложкой — этот режим соответствует стохастической синхронизации мод [69] (рис. 8), для которой сжатие импульсов проблематично.

Причины ограничения длины резонатора в режиме chirпованных диссипативных солитонов анализировались в [70]. Полученные зависимости энергии и баланса дисперсионного и нелинейного набегов фаз от длины резонатора и мощности накачки ( $2\gamma P_0/\beta_2\Delta^2 = 1$ , где  $P_0$  — средняя за обход пиковая мощность импульса) приведены на рис. 9. Во всём диапазоне экспериментальных параметров условие равенства дисперсионного и нелинейного набегов выполняется с точностью 20 % (рис. 9, b), что подтверждает справедливость решения,

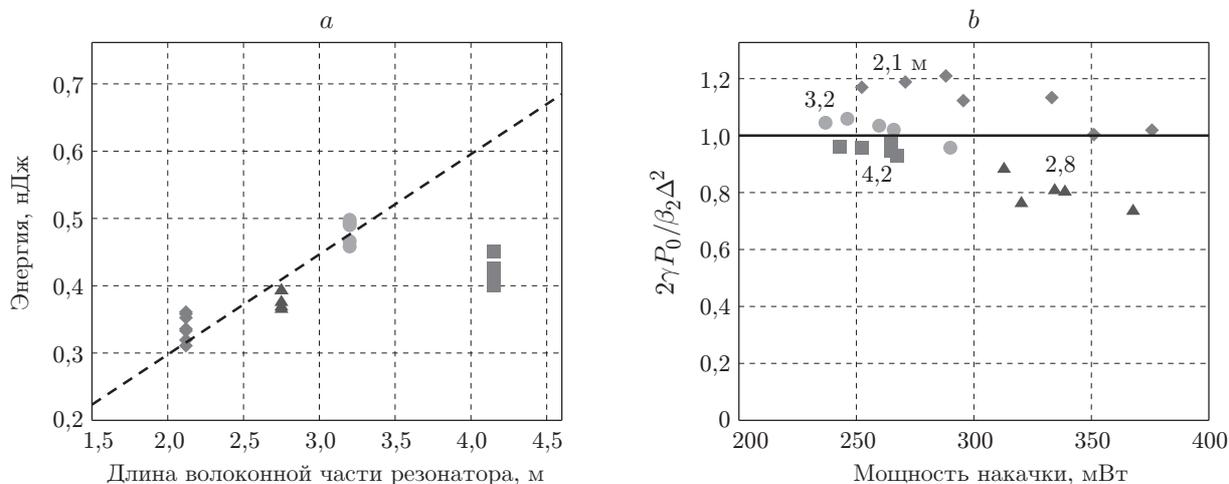


Рис. 9. Параметры волоконного фемтосекундного лазера в зависимости от длины резонатора (различные символы) и мощности накачки (символы одной группы): *a* — энергия импульса на выходе из резонатора (пунктирная линия — линейная аппроксимация по первым трём группам точек); *b* — отношение нелинейного и дисперсионного набегов фаз в резонаторе [70]

полученного в [59]. Показано, что рост энергии импульса, как и увеличение его параметра чирпа, прекращается при превышении некоторого критического значения (рис. 9, *a*). В работе проведён численный расчёт, выполненный в векторной модели НВП [71], позволивший установить причину ограничения по длине резонатора. Эффект НВП моделируется непосредственно через взаимодействие ортогональных поляризаций в оптическом волокне, в результате были получены зависимости, близкие к экспериментальным. Сравнение теории и эксперимента показало, что критическая длина соответствует достижению критического угла поворота эллипса поляризации.

Зависимости рассчитанных значений выходной энергии лазера и нелинейного угла поворота эллипса поляризации от длины резонатора приведены на рис. 10, *a, b* соответственно. Здесь видно, что и в численном счёте при малых длинах резонатора выходная энергия

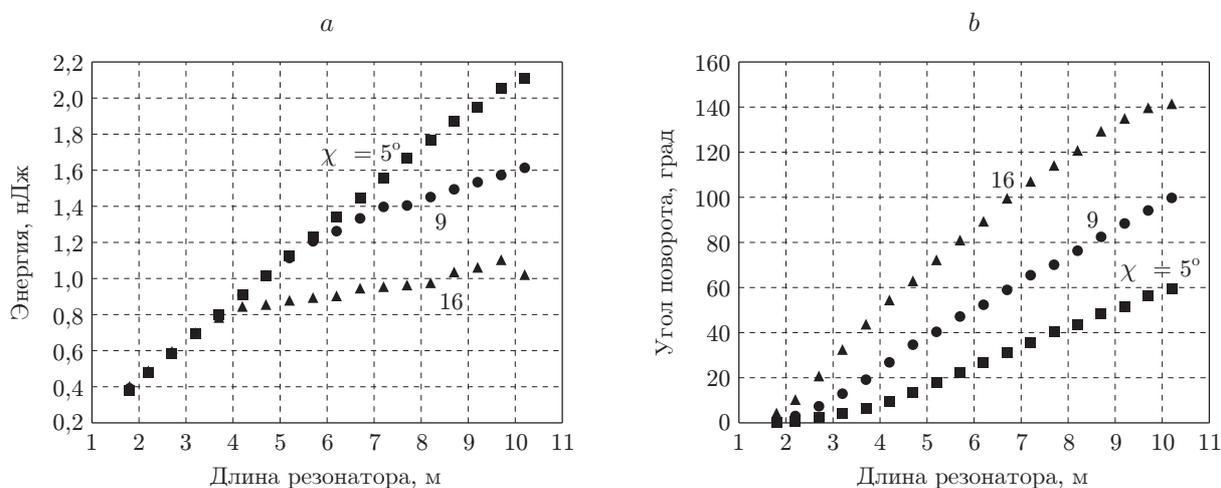


Рис. 10. Векторная модель в зависимости от длины резонатора и угла поворота четвертьволновой пластинки  $\chi$ , определяющего эллиптичность излучения [70]: *a* — энергия импульса на выходе из резонатора, *b* — угол поворота эллипса поляризации за обход

растёт линейно. Однако с дальнейшим увеличением длины (после определённого значения длины угол поворота начинает превышать некоторую критическую величину) характер роста энергии изменяется, что и наблюдается в эксперименте. Значение суммарного угла поворота за проход резонатора зависит от длины резонатора и эллиптичности излучения и растёт с увеличением эллиптичности. Уменьшая эллиптичность, можно увеличить длину резонатора и энергию импульса без превышения критического угла поворота, однако в эксперименте минимальная эллиптичность ограничена случайным двулучепреломлением в волокне. На рис. 10, *b* приведено значение угла нелинейного поворота эллипса поляризации излучения за проход резонатора. Видно, что при приближении к длине, на которой изменяется характер роста энергии, угол поворота становится близок к  $\pi/2$ , что соответствует насыщению АСМ. Таким образом, если синхронизация мод в волоконном фемтосекундном лазере достигается за счёт эффекта НВП, то соотношение между эллиптичностью излучения, коэффициентом усиления и длиной резонатора должно быть таким, чтобы суммарный угол поворота эллипса был менее  $\pi/2$ . Только в этом случае выходная энергия излучения будет максимальной при устойчивом одноимпульсном режиме.

Существенное увеличение длины резонатора при контроле угла НВП продемонстрировано в работе [72]. Для реализации такого контроля предложена новая схема резонатора, который состоит из длинного участка волокна, сохраняющего состояние поляризации (PM — Polarization Maintaining), и короткого участка стандартного одномодового (SM — Single Mode) волокна (рис. 11). Данный подход позволяет независимо влиять на эффекты, ответственные за синхронизацию мод за счёт НВП в коротком SM-волокне и за формирование СЧДС в PM-волокне, путём изменения параметров соответствующих секций резонатора.

Здесь часть резонатора, выполненная из SM-волокна, включает в себя отрезок пассивного волокна и короткий участок сильно легированного активного иттербиевого волокна. Контроллер поляризации (КП) и поляризационный делитель (PBS), установленные до и после участка SM-волокна соответственно, обеспечивают синхронизацию мод на основе эффекта НВП. Полная длина SM-участка  $L_1 \simeq 1,5$  м и является оптимальной с точки зрения стабильности генерации и максимальной выходной энергии импульсов.

PM-часть состоит исключительно из компонент, сохраняющих состояние поляризации: длинный участок пассивного PM-волокна ( $L_2 \simeq 25$  м), PM-изолятор, PM-ответвитель (для измерения внутрирезонаторных характеристик) и спектрально-селективный ответвитель (PM-WDM — Wavelength Division Multiplexer) для ввода излучения накачки в резонатор.

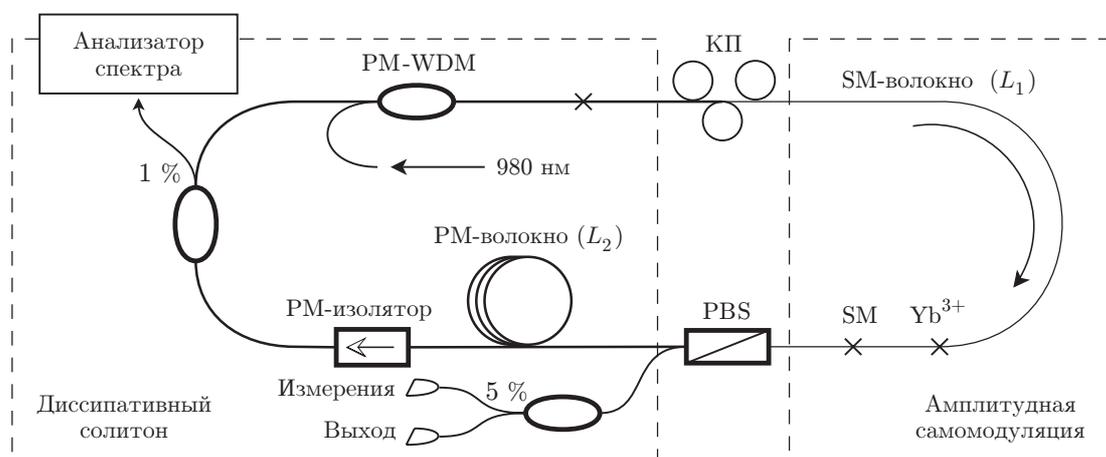


Рис. 11. Схема фемтосекундного лазера с новой PM/SM-конфигурацией резонатора [72]

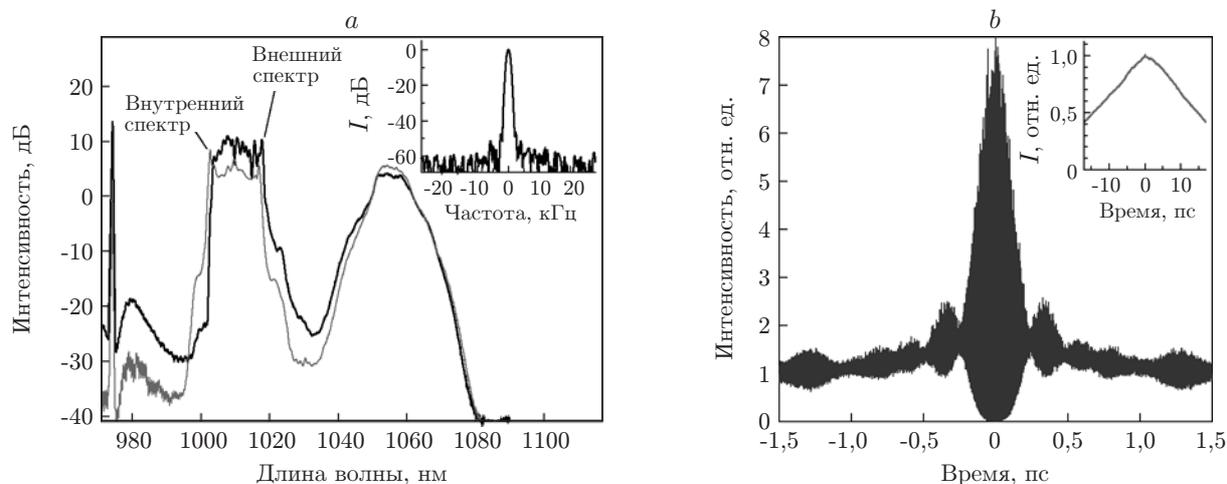


Рис. 12. Экспериментальные результаты в новой РМ/SM-конфигурации волоконного фемтосекундного лазера: *a* — характерный оптический спектр внутри и вне резонатора лазера (на вставке показан типичный вид радиочастотного спектра, измеренного вблизи частоты 750 МГц); *b* — интерференционная АКФ сжатого импульса (на вставке — АКФ по интенсивности для СЧДС [72])

Частота повторения импульсов составила  $\sim 7$  МГц при полной длине резонатора 30 м, что почти в 2 раза больше, чем в [40] при том же уровне энергии импульса. Отметим, что диаметр сердцевины волокна в [72] был существенно меньше (5,5 мкм), а плотность мощности — соответственно больше. При увеличении длины режим СЧДС остаётся стабильным, однако при этом появляются новые факторы, ограничивающие рост энергии импульса, а именно эффект вынужденного комбинационного рассеяния. В спектре генерации, представленном на рис. 12, *a*, видно, что помимо спектра солитона, центрированного на 1010 нм, появился стоксов пик ВКР, отстоящий от солитона на 45 нм. О наблюдении стоксовой компоненты ВКР в высокоэнергетичном импульсном волоконном лазере сравнимой длины упомянуто в работе [67], но этот факт остался без внимания, и эффект не был исследован. Пик ВКР возрастает с увеличением мощности накачки и может достигнуть энергии, сравнимой с энергией СЧДС, тем самым существенно ограничивая максимальную энергию солитона. Несмотря на значительные потери энергии, режим генерации диссипативных солитонов остаётся стабильным и солитонный режим не разрушается, а качество синхронизации мод, о котором можно судить по измерению радиочастотного спектра вблизи 750 МГц, представленном на вставке рис. 12, *a*, остаётся высоким. Пик радиочастотного спектра имеет ширину порядка 1 кГц, которая определяется аппаратной функцией прибора, а контраст достигает 60 дБ, что подтверждает очень качественную синхронизацию мод. Пример автокорреляционной функции по интенсивности для импульса СЧДС, генерируемого в резонаторе длиной 30 м, приведён на вставке рис. 12, *b*. Треугольная форма АКФ соответствует прямоугольной форме импульса длительностью  $\simeq 30$  пс. Во внешнем компрессоре такой импульс был сжат до  $\sim 200$  фс.

Максимальное значение энергии, полученной на выходе из поляризационного делителя, составляет 23 нДж, что соответствует средней выходной мощности 150 мВт при мощности накачки 390 мВт. При этом в зависимости от настройки непосредственно в СЧДС содержится 17–19 нДж, а остальное — в излучении стоксова импульса. По нашим данным достигнутое значение энергии солитона почти на порядок больше, чем в предыдущих полностью волоконных схемах [39], и сравнимо с лучшими результатами, полученными в частично-волоконной схеме на стандартном одномодовом волокне с незначительным

$L$ , м	$F$ , МГц	$\varepsilon$ , нДж	$\varepsilon_R$ , нДж	$T_{sl}$ , фс	$T_{ch}$ , пс	$T_{sh}$ , пс
30	7,2	17–19	2–4	200–240	30	50
60	3,4	23	4	280	40	110
90	2,4	23	4,5	300	60	150
120	1,7	20*	5	~300	70	210

увеличением диаметра моды [40]. Таким образом, было установлено, что представленная схема полностью волоконного фемтосекундного лазера, состоящая из короткого участка SM-волокна и длинного участка PM-волокна, действительно позволяет провести масштабирование по энергии путём увеличения длины резонатора.

Существование стабильного режима СЧДС при удлинении резонатора вплоть до 120 м продемонстрировано в [73]. Увеличение длины происходило исключительно за счёт PM-волокна, длина SM-волокна при этом оставалась постоянной. Результаты экспериментов представлены в таблице. Параметры СЧДС при масштабировании по длине резонатора [73]:  $L$  — суммарная длина резонатора;  $F$  — частота повторения импульсов;  $\varepsilon$  — максимальная полученная энергия импульса СЧДС;  $\varepsilon_R$  — энергия импульса ВКР;  $T_{sl}$  — длительность импульса СЧДС после сжатия;  $T_{ch}$  — длительность chirпованного импульса (соответствует ширине на полувысоте АКФ по интенсивности для прямоугольной формы импульса);  $T_{sh}$  — величина задержки между импульсом солитона и импульсом ВКР на выходе из резонатора; символ «\*» — значение достигнуто при меньшей мощности накачки.

При всех длинах резонатора импульсы могли быть сжаты внешним компрессором до <300 фс, несмотря на сильный эффект ВКР [74]. Минимальные значения полученных длительностей также отражены в таблице ( $T_{sl}$ , фс).

Автокорреляционные функции chirпованных импульсов для каждой длины приведены на рис. 13, *a* [74]. Пример интерференционной АКФ сжатого импульса, генерируемого в резонаторе длиной 90 м, представлен на рис. 13, *b*. Здесь параметр сжатия достиг 200, что на текущий момент является рекордным значением для СЧДС.

Из таблицы также видно, что после 60 м энергия солитона более не возрастает — она ограничена на уровне ~25 нДж эффектом ВКР. Похожие результаты получены в

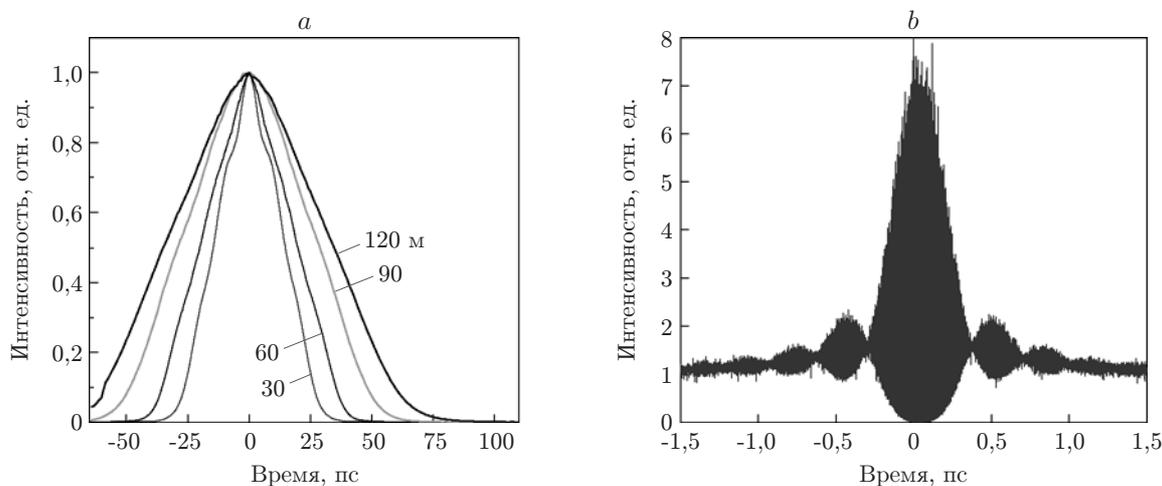


Рис. 13. Результаты удлинения резонатора в PM/SM-конфигурации: *a* — АКФ по интенсивности для chirпованного импульса; *b* — интерференционная АКФ для сжатого импульса [74]

работе [75], где реализован длинный резонатор из волокна с сохранением поляризации и с синхронизацией мод за счёт АСМ в нелинейном зеркале. Однако длительность сжатого импульса была больше (400 фс), энергия — меньше (16 нДж), а про эффект ВКР здесь не упоминается. По сути, именно порогом ВКР и определяется максимально достижимая энергия солитона.

*Предел масштабирования.* Рассмотрим подробнее условия генерации излучения ВКР. Имея различные параметры, импульс СЧДС и стоксов импульс ВКР должны распространяться в пассивном волокне с различными групповыми скоростями. Возможность существования подобных связанных импульсов описана в [76]. Также теоретически был изучен эффект генерации импульса ВКР от сильночирпованного импульса накачки [77]. В работе исследовалось совместное распространение сильночирпованного и стоксова импульсов в оптическом волокне и показано, что при определённом соотношении параметров импульс ВКР может наследовать квадратичную зависимость фазы от импульса накачки через механизм фазовой самомодуляции, что делает его потенциально сжимаемым.

Оценка пороговой энергии импульса, после превышения которого начинается эффективная генерация ВКР, может быть получена следующим образом [72]. В процессе ВКР усиление стоксовой волны обеспечивается импульсом СЧДС. Таким образом, стоксова волна возникает с уровня шума и начинает распространяться совместно с импульсом СЧДС и её энергия возрастает экспоненциально с коэффициентом  $g_R P_0$ , где  $P_0$  — мощность СЧДС, а  $g_R$  — коэффициент усиления ВКР, нормированный на сечение модового поля. Так как из-за действия дисперсии импульсы СЧДС и ВКР имеют различные групповые скорости ( $v_0$  и  $v_R$  соответственно), импульс ВКР опережает импульс накачки (СЧДС) за время порядка 30 пс (длительность СЧДС) после прохождения критической дистанции  $L_C = T/\delta v^{-1} \sim 20$  м, где  $\delta v^{-1} = v_0^{-1} - v_R^{-1} \approx 1,5$  пс/м. После области взаимодействия СЧДС распространяется без потери энергии, а импульс ВКР начинает затухать. В итоге из-за небольших различий в значениях дисперсии максимум пика импульса ВКР на выходе из резонатора получается сдвинутым относительно импульса накачки.

Эффективная генерация стоксова импульса происходит сразу после АСМ, где интенсивность импульса СЧДС имеет максимальное значение. На этом участке энергия СЧДС переходит в энергию стоксова импульса до тех пор, пока не станет ниже порога генерации ВКР.

Длительность подложки близка к длительности СЧДС и изменяется с 30 до 80 пс при увеличении длины резонатора от 30 до 120 м соответственно. Такая двухмасштабная структура характерна для импульсов со стохастической синхронизацией мод [69], когда в среднем стабильная огибающая заполнена случайными короткими пичками. В данном эксперименте стохастичность возникает из-за шумовой затравки, из которой на каждом обходе вырастает новый импульс ВКР, никак не связанный с таким же импульсом, сгенерированным на предыдущем обходе.

Максимальную пиковую мощность импульса ВКР можно оценить следующим образом:  $P_R = P_{\text{ш}} \exp(g_R P_0 L_C)$ . При вычислении мощности шума примем во внимание разницу в четыре порядка между длительностью импульса солитона и временем обхода резонатора:  $P_{\text{ш}} \sim 10^{-8} P_0$ . В итоге можно вывести соотношение между энергией ВКР и СЧДС:

$$\frac{\varepsilon_R}{\varepsilon} \propto \frac{P_R}{P_0} \approx \exp\left(\frac{g_R P_0 T}{\delta v^{-1}} - 18\right). \quad (4)$$

Энергия ВКР компонент  $\varepsilon_R$  становится сравнимой с энергией СЧДС  $\varepsilon = P_0 T$  при достижении критической внутрирезонаторной энергии, оценённой как  $\varepsilon_{\text{cr}} \approx 18\delta v^{-1}/g_R$ . Эта оценка соответствует уровню  $\sim 15$  нДж для используемого нами волокна с коэффициентом

усиления ВКР  $g_R \sim 2$  (Вт · км)<sup>-1</sup>. Действительно в эксперименте критическая выходная энергия может быть почти в 2 раза выше, чем энергия внутри резонатора [72].

Таким образом, практически невозможно получить импульс солитона с энергией выше порога ВКР, так как её излишек тут же перейдёт в стоксову компоненту излучения. Однако необходимо отметить, что в представленных работах применялось волокно с достаточно малым диаметром сердцевины (5,5 мкм), обеспечивающее одномодовый режим для длины волны  $\sim 1$  мкм и сохраняющее состояние поляризации на длинах более 100 м. Чем меньше диаметр моды в волокне, тем ниже значение критической внутрирезонаторной энергии, при которой эффект ВКР становится значительным. Для дальнейшего увеличения энергии полностью волоконного лазера с полностью нормальной дисперсией резонатора необходимо комбинировать предложенный подход с использованием LMA-волокон [35]. Эффект ВКР будет подавлен благодаря значительно меньшему коэффициенту усиления  $g_R$ . В случае одномодовых PM и SM LMA-волокон с увеличенным диаметром моды ( $\sim 25$  мкм) можно оценить максимальную критическую энергию как  $\varepsilon_{cr} \sim 500$  нДж.

Хотя эффект ВКР в контексте проблемы увеличения энергии фемтосекундного волоконного лазера является паразитным, он представляет большой интерес с фундаментальной точки зрения. Особенно интересно изучение свойств генерируемого импульса ВКР и его взаимодействие с СЧДС, которое могло бы помочь ответить на вопрос: почему столь сильное ВКР не разрушает исходного солитона?

**Перспективы и применения.** Фемтосекундные генераторы с высокой энергией в импульсе имеют множество применений как в области фундаментальной физики (генерация гармоник высоких порядков и терагерцового излучения), так и в прикладной области (микрообработка поверхности и создание микро- и наноструктур в объёме прозрачных диэлектрических материалов). Поэтому проблема увеличения мощности таких генераторов всегда будет актуальной.

Применение волоконного генератора сильночирпованных импульсов открывает возможность создания мощных полностью волоконных систем типа генератор — усилитель. Волоконные усилители чирпованных импульсов уже показали свою эффективность. Так, в работе [78] сообщается о достижении уровня энергии усиленных импульсов 1 мДж с твердотельным задающим генератором. При использовании же волоконного генератора исчезает необходимость в таких промежуточных объёмных элементах, как растяжитель и модулятор, присущих классическим схемам. Кроме того, волоконный выход генератора может быть просто состыкован с волоконным входом волоконного усилителя.

При увеличении длины резонатора фемтосекундного генератора возникает ещё одна важная особенность — это мегагерцовая частота повторения. Именно она имеет преимущества при создании микро- и наноструктур в нефоточувствительных материалах. Поскольку такие структуры записываются поточечно, то время записи обратно пропорционально частоте следования. Однако при слишком большой частоте (десятки мегагерц) материал не успевает полностью релаксировать, что может отрицательно сказаться на качестве структуры.

**Заключение.** Из приведённого обзора видно, что за последние десять лет энергия импульсов в волоконных фемтосекундных генераторах возросла на несколько порядков. Этот рост обеспечен переходом от солитонного режима генерации к режиму генерации чирпованных импульсов, сжимаемых внешним компрессором. Наибольшие успехи по увеличению энергии с сохранением малой длительности сжатых импульсов достигнуты при синхронизации мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации в схемах с использованием элементов объёмной оптики. Применение фотонно-кристаллических волокон с увеличенным диаметром моды позволило приблизиться к уровню пиковой мощности 1 МВт, что близко к порогу самофокусировки в стекле.

При увеличении длины резонатора также удалось приблизиться к фундаментальному для волоконных лазеров ограничению энергии диссипативного солитона — вынужденному комбинационному рассеянию. Дальнейшее существенное увеличение энергии фемтосекундных импульсов на выходе генератора возможно только при одновременном увеличении длины и диаметра сердцевины волокна с сохранением поляризации, из которого строится резонатор.

В целом волоконные фемтосекундные генераторы уже являются стабильным источником относительно мощного фемтосекундного излучения и способны заменить традиционные твердотельные лазеры.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Агравал Г.** Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
2. **Digonnet M. J. F.** Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers. N. Y.: Marcel Dekker Inc., 2001. 798 p.
3. **Kringlebotn J. T., Archambault J. L., Reekie L., Payne D. N.** Er(3+):Yb(3+)-codoped fiber distributed-feedback laser // *Opt. Lett.* 1994. **19**, N 24. P. 2101–2103.
4. **Turitsyn S. K., Ania-Castañón J. D., Babin S. A. et al.** 270-km ultralong Raman fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* 2009. **103**, N 13. 133901.
5. **Курков А. С., Дианов Е. М.** Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // *Квантовая электроника.* 2004. **34**, № 10. С. 881–900.
6. **Gaeta C. J., Digonnet M. J. F., Shaw H. J.** Pulse characteristics of Q-switched fiber lasers // *Journ. Lightwave Technol.* 1987. **5**, N 12. P. 1645–1651.
7. **Haus H. A., Fellow L.** Mode-locking of lasers // *IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron.* 2000. **6**, N 6. P. 1173–1185.
8. **Fiber Lasers** /Ed. O. G. Okhotnikov. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012. 294 p.
9. **Turitsyn S. K., Bale B. G., Fedoruk M. P.** Dispersion-managed solitons in fibre systems and lasers // *Phys. Reports.* 2012. **521**, N 4. P. 135–203.
10. **Duling I. N. III.** Subpicosecond all-fibre erbium laser // *Electron. Lett.* 1991. **27**, N 6. P. 544–545.
11. **Fermann M. E., Andrejco M. J., Stock M. L. et al.** Passive mode locking in erbium fiber lasers with negative group delay // *Appl. Phys. Lett.* 1993. **62**, N 9. P. 910–912.
12. **Nakazawa M., Yoshida E., Kimura Y.** Generation of 98 fs optical pulses directly from an erbium-doped fibre ring laser at 1.57  $\mu\text{m}$  // *Electron. Lett.* 1993. **29**, N 1. P. 63–65.
13. **Ilday F. O., Wise F. W., Sosnowski T. S.** High-energy femtosecond stretched-pulse fiber laser with a nonlinear optical loop mirror // *Opt. Lett.* 2002. **27**, N 17. P. 1531–1533.
14. **Lim H., Ilday F. O., Wise F. W.** Generation of 2-nJ pulses from a femtosecond ytterbium fiber laser // *Opt. Lett.* 2003. **28**, N 8. P. 660–662.
15. **Fernandez A., Fuji T., Poppe A. et al.** Chirped-pulse oscillators: a route to high-power femtosecond pulses without external amplification // *Opt. Lett.* 2004. **29**, N 12. P. 1366–1368.
16. **Chong A., Renninger W. H., Wise F. W.** Route to the minimum pulse duration in normal-dispersion fiber lasers // *Opt. Lett.* 2008. **33**, N 22. P. 2638–2640.
17. **Rothhardt J., Hädrich S., Gottschall T. et al.** Compact fiber amplifier pumped OPCPA system delivering Gigawatt peak power 35 fs pulses // *Opt. Express.* 2009. **17**, N 26. P. 24130–24136.

18. **Hartl I., Schibli T. R., Marcinkevicius A. et al.** Cavity-enhanced similariton Yb-fiber laser frequency comb:  $3 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> peak intensity at 136 MHz // *Opt. Lett.* 2007. **32**, N 19. P. 2870–2872.
19. **Schibli T. R., Hartl I., Yost D. C. et al.** Optical frequency comb with submillihertz linewidth and more than 10 W average power // *Nature Photon.* 2008. **2**, N 6. P. 355–359.
20. **Cingöz A., Yost D. C., Allison T. K. et al.** Direct frequency comb spectroscopy in the extreme ultraviolet // *Nature.* 2012. **482**, N 7383. P. 68–71.
21. **Hoffmann M. C., Yeh K.-L., Hwang H. Y. et al.** Fiber laser pumped high average power single-cycle terahertz pulse source // *Appl. Phys. Lett.* 2008. **93**, N 14. 141107.
22. **Newbury N. R., Swann W. C.** Low-noise fiber-laser frequency combs (Invited) // *JOSA B.* 2007. **24**, N 8. P. 1756–1770.
23. **Schaffer C. B., Brodeur A., Garcia J. F., Mazur E.** Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy // *Opt. Lett.* 2001. **26**, N 2. P. 93–95.
24. **Taylor R. S., Hnatovsky C., Simova E. et al.** Femtosecond laser fabrication of nanostructures in silica glass // *Opt. Lett.* 2003. **28**, N 12. P. 1043–1045.
25. **Haus H. A., Tamura K., Nelson L. E., Ippen E. P.** Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 1995. **31**, N 3. P. 591–598.
26. **Ilday F. O., Buckley J. R., Clark W., Wise F. W.** Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser // *Phys. Rev. Lett.* 2004. **92**, N 21. 213902.
27. **Dudley J. M., Finot C., Richardson D. J., Millot G.** Self-similarity in ultrafast nonlinear optics // *Nature Phys.* 2007. **3**, N 9. P. 597–603.
28. **Oktem B., Ulgudur C., Ilday F. O.** Soliton-similariton fibre laser // *Nature Photon.* 2010. **4**, N 5. P. 307–311.
29. **Akhmediev N., Ankiewicz A.** Dissipative Solitons. Berlin: Springer, 2005. Ser. Lecture Notes in Physics. Vol. 661. 448 p.
30. **Apolonski A., Kalashnikov V. L., Podivilov E. V. et al.** Approaching the microjoule frontier with femtosecond laser oscillators: theory and comparison with experiment // *New Journ. Phys.* 2005. **7**, N 1. P. 217.
31. **Chong A., Buckley J. R., Renninger W. H., Wise F. W.** All-normal-dispersion femtosecond fiber laser // *Opt. Express.* 2006. **14**, N 21. P. 10095–10100.
32. **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.
33. **Grelu Ph., Akhmediev N. N.** Dissipative solitons for mode-locked lasers // *Nature Photon.* 2012. **6**, N 2. P. 84–92.
34. **Bale B. G., Boscolo S., Kutz J. N., Turitsyn S. K.** Intracavity dynamics in high-power mode-locked fiber lasers // *Phys. Rev. A.* 2010. **81**, N 3. 033828.
35. **Lefrançois S., Kieu K., Deng Y. et al.** Scaling of dissipative soliton fiber lasers to megawatt peak powers by use of large-area photonic crystal fiber // *Opt. Lett.* 2010. **35**, N 10. P. 1569–1571.
36. **Haus H. A., Tamura K., Jacobson J. et al.** Unidirectional ring resonators for self-starting passively mode-locked lasers // *Opt. Lett.* 1993. **18**, N 3. P. 220–222.
37. **Kieu K., Wise F. W.** All-fiber normal-dispersion femtosecond laser // *Opt. Express.* 2008. **16**, N 15. P. 11453–11458.
38. **Chong A., Liu H., Renninger W. H., Wise F. W.** Femtosecond erbium-doped fiber lasers with large normal cavity dispersion // *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies.* OSA Technical Digest. 2008. Paper CTuFF7.

39. **Mortag D., Wandt D., Morgner U. et al.** Sub-80-fs pulses from an all-fiber-integrated dissipative-soliton laser at 1  $\mu\text{m}$  // *Opt. Express*. 2011. **19**, N 2. P. 546–551.
40. **Chong A., Renninger W. H., Wise F. W.** All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ // *Opt. Lett.* 2007. **32**, N 16. P. 2408–2410.
41. **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. 1522–1524.
42. **Renninger W. H., Chong A., Wise F. W.** Giant-chirp oscillators for short-pulse fiber amplifiers // *Opt. Lett.* 2008. **33**, N 24. P. 3025–3027.
43. **Salhi M., Haboucha A., Leblond H., Sanchez F.** Theoretical study of figure-eight all-fiber laser // *Phys. Rev. A*. 2008. **77**, N 3. 033828.
44. **Doran N. J., Wood D.** Nonlinear-optical loop mirror // *Opt. Lett.* 1988. **13**, N 1. P. 56–58.
45. **Sun Z., Hasan T., Wang F. et al.** Ultrafast stretched-pulse fiber laser mode-locked by carbon nanotubes // *Nano Res.* 2010. **3**, N 6. P. 404–411.
46. **Sun Z., Popa D., Hasan T. et al.** A stable, wideband tunable, near transform-limited, graphene-mode-locked, ultrafast laser // *Nano Res.* 2010. **3**, N 9. P. 653–660.
47. **Buckley J. R., Wise F. W., Ilday F. O., Sosnowski T. S.** Femtosecond fiber lasers with pulse energies above 10 nJ // *Opt. Lett.* 2005. **30**, N 14. P. 1888–1890.
48. **Schultz M., Karow H., Prochnow O. et al.** All-fiber ytterbium femtosecond laser without dispersion compensation // *Opt. Express*. 2008. **16**, N 24. P. 19562–19567.
49. **Hideur A., Chartier T., Brunel M. et al.** Generation of high energy femtosecond pulses from a side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser // *Appl. Phys. Lett.* 2001. **79**, N 21. P. 3389–3391.
50. **Lecaplain C., Chédot C., Hideur A. et al.** High-power all-normal-dispersion femtosecond pulse generation from a Yb-doped large-mode-area microstructure fiber laser // *Opt. Lett.* 2007. **32**, N 18. P. 2738–2740.
51. **Nielsen C. K., Ortaç B., Schreiber T. et al.** Self-starting self-similar all-polarization maintaining Yb-doped fiber laser // *Opt. Express*. 2005. **13**, N 23. P. 9346–9351.
52. **Nonlinear Wave Motion** /Ed. A. C. Newell. Providence, USA: American Mathematical Society, 1974. Ser. Lectures in Applied Mathematics. Vol. 15. P. 157–163.
53. **Stewartson K., Hocking L. M.** On the nonlinear response of a marginally unstable plane parallel flow to a two-dimensional disturbance // *Proc. of the Royal Society of London. Ser. A: Mathematical and Physical Sciences*. 1972. **326**, N 1566. P. 289–313.
54. **Soto-Crespo J. M., Akhmediev N. N., Afanasjev V. V.** Stability of the pulselike solutions of the quintic complex Ginzburg-Landau equation // *JOSA B*. 1996. **13**, N 7. P. 1439–1449.
55. **Комаров К. П.** К теории стационарных ультракоротких импульсов в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод // *Оптика и спектроскопия*. 1986. **60**, № 2. С. 379–384.
56. **Akhmediev N. N., Eleonskii V. M., Kulagin N. E.** Exact first-order solutions of the nonlinear Schrodinger equation // *Theor. and Math. Phys.* 1987. **72**, N 2. P. 809–818.
57. **Komarov A., Leblond H., Sanchez F.** Quintic complex Ginzburg-Landau model for ring fiber lasers // *Phys. Rev. E*. 2005. **72**, N 2. 025604.
58. **Renninger W. H., Chong A., Wise F. W.** Area theorem and energy quantization for dissipative optical solitons // *JOSA B*. 2010. **27**, N 10. P. 1978–1982.
59. **Podivilov E. V., Kalashnikov V. L.** Heavily-chirped solitary pulses in the normal dispersion region: New solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation // *Письма в ЖЭТФ*. 2005. **82**, № 8. С. 524–528.
60. **Kalashnikov V. L., Chernykh A. I.** Spectral anomalies and stability of chirped-pulse oscillators // *Phys. Rev. A*. 2007. **75**, N 3. 033820.

61. **Kharenko D. S., Shtyrina O. V., Yarutkina I. A. et al.** Highly chirped dissipative solitons as a one-parameter family of stable solutions of the cubic-quintic Ginzburg-Landau equation // JOSA B. 2011. **28**, N 10. P. 2314–2319.
62. **Ortaç B., Baumgartl M., Limpert J., Tünnermann A.** Approaching microjoule-level pulse energy with mode-locked femtosecond fiber lasers // Opt. Lett. 2009. **34**, N 10. P. 1585–1587.
63. **Boyd R. W.** Nonlinear Optics. San Diego, USA: Academic Press, 2003. 576 p.
64. **Ding E., Lefrancois S., Kutz J. N., Wise F. W.** Scaling fiber lasers to large mode area: An investigation of passive mode-locking using a multi-mode fiber // IEEE Journ. Quant. Electron. 2011. **47**, N 5. P. 597–606.
65. **Chong A., Renninger W. H., Wise F. W.** Environmentally stable all-normal-dispersion femtosecond fiber laser // Opt. Lett. 2008. **33**, N 10. P. 1071–1073.
66. **Jiang K., Ouyang C., Shum P. P. et al.** High-energy dissipative soliton with MHz repetition rate from an all-fiber passively mode-locked laser // Opt. Commun. 2012. **285**, N 9. P. 2422–2425.
67. **Kobtsev S. M., Kukarin S. V., Fedotov Y. S., Ivanenko A. V.** High-energy femtosecond 1086/543-nm fiber system for nano- and micromachining in transparent materials and on solid surfaces // Laser Phys. 2011. **21**, N 2. P. 308–311.
68. **Kobtsev S. M., Kukarin S., Fedotov Y. S.** Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with high-energy pulses // Opt. Express. 2008. **16**, N 26. P. 21936–21941.
69. **Kobtsev S. M., Smirnov S. V.** Fiber lasers mode-locked due to nonlinear polarization evolution: Golden mean of cavity length // Laser Phys. 2011. **21**, N 2. P. 272–276.
70. **Kharenko D. S., Shtyrina O. V., Yarutkina I. A. et al.** Generation and scaling of highly-chirped dissipative solitons in an Yb-doped fiber laser // Laser Phys. Lett. 2012. **9**, N 9. P. 662–668.
71. **Tang D. Y., Zhao L. M., Zhao B., Liu A. Q.** Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers // Phys. Rev. A. 2005. **72**, N 4. 043816.
72. **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.
73. **Kharenko D. S., Podivilov E. V., Apolonski A. A., Babin S. A.** New effects at cavity lengthening of an all-fiber dissipative soliton oscillator // Photonics Global Conference. Singapore, 2012. 3–3F–2.
74. **Kharenko D. S., Podivilov E. V., Apolonskiy A. A., Babin S. A.** All-fiber highly-chirped dissipative soliton oscillator and its scaling // Proc. SPIE. 2013. **8601**. 86012H.
75. **Erkintalo M., Aguergaray C., Runge A., Broderick N. G. R.** Environmentally stable all-PM all-fiber giant chirp oscillator // Opt. Express. 2012. **20**, N 20. P. 22669–22674.
76. **Ахманов С. А., Беляков В. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С.** Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 254 с.
77. **Schadt D., Jaskorzynska B.** Frequency chirp and spectra due to self-phase modulation and stimulated Raman scattering in fluenced by pulse walk-off in optical fibers // JOSA B. 1987. **4**, N 5. P. 856–862.
78. **Röser F., Eidam T., Rothhardt J. et al.** Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system // Opt. Lett. 2007. **32**, N 24. P. 3495–3497.

*Поступила в редакцию 3 апреля 2013 г.*