



УЛЬТРАДЛИННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД ИЗЛУЧЕНИЯ

С.Смирнов, к.ф.-м.н., С.Кобцев, д.ф.-м.н.,
С.Кукарин, к.ф.-м.н., А.Иваненко, к.ф.-м.н.,
Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
Отдел лазерной физики и инновационных технологий, Новосибирск

Образ "непритязательных" волоконных лазеров привлекает многих пользователей своими высокоэнергетичными сверхкороткими импульсами, превращаясь в их руках в стандартный инструмент. Достичь таких показателей позволяет конструкция лазера, выполненная либо по схеме MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), либо по схеме с увеличенной длиной резонатора. Последняя реализована в коммерчески используемом сверхдлинном лазере компании "Техноскан – Лазерные системы". Описаны некоторые особенности лазеров со сверхдлинным резонатором – они, в частности, могут генерировать квазистохастические (шумоподобные) волновые пакеты.

В последние годы заметно повышается интерес к волоконным лазерам и лазерным системам. Это связано как с прогрессом в области волоконно-оптических технологий, так и с реализацией в лазерах этого типа широкого круга параметров лазерного излучения, в том числе рекордных. Основные ожидания потенциальных пользователей волоконных лазеров связаны с тем, что волоконные лазеры в силу "закрытости" резонатора не требуют ручной настройки и обслуживания, в связи с этим просты в эксплуатации и обладают относительно высоким КПД. Необходимо отметить, что не все волоконные лазеры и системы удовлетворяют этим ожиданиям, в конструкциях многих лазеров заложены механические регулировочные элементы (например, контроллеры поляризации) или дискретные оптические элементы, не отвечающие концепции hand-off лазера. Тем не менее, сложившийся образ "непритязательных" волоконных лазеров является привлекательным для многих пользователей во многих областях.

К настоящему времени волоконные лазеры прочно заняли лидирующие позиции для выполнения разнообразных технологических операций в промышленности – резки, сварки, перфорации, модификации поверхностей и т.п. Применяемые в промышленности лазеры, как правило, являются мощными источниками непрерывного излучения. От таких источников в первую очередь требуют высокой надежности, большого ресурса работы, удобства в эксплуатации и высокого КПД. Наилучшие возможности могли бы быть реализованы с помощью диодных лазеров (что, возможно, и произойдет в будущем, по крайней мере для определенных технологических операций). Но пока диодные лазеры не могут обеспечить одновременно относительно высокую мощность излучения и высокое качество пучка излучения. Мощные технологические волоконные лазеры, по сути, трансформируют многомодовое излучение диодных лазеров накачки в собственное одномодовое излучение

и предусматривают изменение только одного параметра излучения – мощности.

Для других применений (исследовательских, метрологических и т.д.) от волоконных лазеров требуется реализация набора фиксированных или переменных параметров излучения, аналогичных тем, которые получают в твердотельных лазерах, или даже лучше. Прогресс в этом направлении есть, современные волоконные и гибридные (волоконно-дискретные) лазерные системы обладают возможностью перестройки по длине волны, регулировке длительности и частоты следования импульсов и т.д. Но, пожалуй, одним из самых выдающихся достижений стал недавний успех волоконных лазеров в области генерации сверхкоротких оптических импульсов, традиционно занимаемой твердотельными оптическими генераторами. Долгое время задача генерации сверхкоротких импульсов в оптическом волокне казалась неразрешимой из-за хроматической дисперсии групповых скоростей, приводящей к значительному уширению импульсов в оптическом волокне. Успехи в технологии изготовления новых оптических волокон, а также поиск новых схем и режимов генерации сделал возможным получение в волоконных лазерах оптических импульсов длительностью всего 14 фс ($1,4 \cdot 10^{-14}$ с) [1], что всего в несколько раз превышает длительность одного периода световой волны!

Для получения импульсов столь малой длительности используется, как правило, двухступенчатая схема. Задающий лазер генерирует фазово-модулированные импульсы длительностью порядка 100 фс, которые затем дополнительно сжимаются, проходя через отрезок оптического волокна, за счет совместного действия нелинейности и дисперсии. Но даже генерация 100-фс импульсов в волоконном задающем генераторе является нетривиальной задачей. Для ее решения используют пассивную синхронизацию

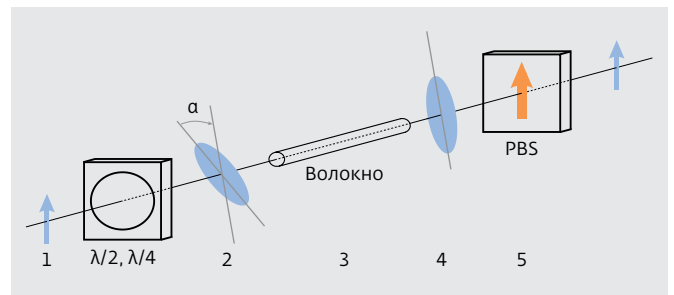


Рис.1. Схема насыщающегося поглотителя на основе эффекта НЭП. 1, 5 – линейное состояние поляризации на входе и выходе из системы, $\lambda/2$, $\lambda/4$ – двулучепреломляющие пластинки, 2, 4 – эллипсы поляризации на входе и выходе из волокна, α – угол поворота эллипса поляризации в волокне, 3 – волокно, 5 – поляризационный делитель

мод волоконного резонатора, принцип действия которой заключается в самоукорочении импульса при прохождении через насыщающийся поглотитель. Коэффициент пропускания насыщающегося поглотителя увеличивается с ростом интенсивности излучения, что вносит дополнительные потери на краях лазерного импульса и ведет к его укорочению, компенсирующему рост длительности импульса за счет дисперсии. В качестве насыщающихся поглотителей наиболее часто используются материалы с высокими нелинейными свойствами – полупроводниковые структуры на зеркалах (SESAM) и углеродные нанотрубки. Однако, как правило, лазеры на их основе не позволяют получать импульсы короче 1 пс, т.е. почти на два порядка величины больше рекорднокороткой длительности для волоконных лазеров. Это связано с ограниченным "быстродействием" нелинейного отклика полупроводников и метаматериалов. Для генерации более коротких импульсов необходимо использовать гораздо более "быструю" нелинейность среды, обусловленную деформацией электронных орбиталей

атомов. Сама по себе керровская нелинейность не приводит к эффекту насыщающегося поглощения в веществе, однако на ее основе может быть создан быстродействующий искусственный насыщающийся поглотитель. Чтобы понять принцип его действия, рассмотрим линейно поляризованный импульс 1, проходящий через оптическую систему (рис.1). После прохождения через двулучепреломляющие пластинки $\lambda/2$, $\lambda/4$ импульс приобретает эллиптическую поляризацию 2, которая под действием керровской нелинейности поворачивается в оптическом волокне на угол α , пропорциональный мощности импульса (эффект нелинейной эволюции поляризации, НЭП). Далее, излучение пропускается через поляризационный делитель (PBS), через который проходит только одна из волн ортогональных поляризаций. Вторая волна выводится из резонатора, внося тем самым самые оптические потери, величина которых зависит от угла поворота α эллипса поляризации и, следовательно, от мощности импульса. Данное обстоятельство позволяет работать рассмотренной схеме в качестве сверхбыстрого насыщающегося поглотителя [2,3] и реализовать генерацию лазерных импульсов длительностью 100 фс и меньше.

После реализации в волоконном лазере генерации сверхкоротких импульсов длительностью всего в несколько десятков фемтосекунд и меньше, возникает новая задача: получить одновременно и высокую пиковую мощность излучения (высокую энергию импульсов). Эта задача является нетривиальной, так как сверхмалую длительность импульсов сложно сочетать с их высокой

энергией из-за наличия фундаментальных физических ограничений – нелинейных процессов. Предельно высокие пиковые мощности, достигаемые в сверхкоротких высокоэнергетичных импульсах, вызывают целый ряд нелинейных эффектов в среде, через которую распространяются такие импульсы: вынужденное комбинационное рассеяние, уширение спектра импульсов за счет фазовой самомодуляции и параметрических процессов, самофокусировку и филаментацию излучения. Указанные эффекты приводят к быстрому распаду сверхкоротких высокоэнергетичных импульсов в нелинейной среде, а при еще более высоких мощностях – к физическому разрушению самой среды. Для предотвращения нежелательных нелинейных эффектов используется так называемая технология "растягивания импульсов" (pulse stretching). Смысл ее состоит в увеличении длительности импульсов за счет дисперсии групповых скоростей, в результате чего происходит пропорциональное уменьшение пиковой мощности импульсов и снижение эффективности нелинейных процессов. Такие "растянутые" импульсы усиливаются до необходимого уровня энергии и с помощью оптических компрессоров сжимаются до предела Фурье перед самой "мишенью", которой облучаются такие импульсы.

Таким образом, стандартным решением для получения высокоэнергетичных сверхкоротких лазерных импульсов является использование лазерной системы, состоящей из задающего генератора, временного "растягивателя" импульсов, одного или нескольких каскадов оптических усилителей мощности (в англоязычной литературе обычно их называют MOA, Master Oscillator Power Amplifier) и оптического компрессора, восстанавливающего малую длительность импульсов. К недостаткам такой системы можно отнести ее относительную сложность, необходимость использования нескольких источников оптической накачки (каждый из которых имеет свои блоки питания, управления и охлаждения, что ведет к ухудшению массогабаритных характеристик всей системы), риск повреждения усилительных каскадов при возникновении режима "гигантских импульсов", а также в случае преждевременного включения усилительных каскадов.

Альтернативным решением, в значительной степени лишенным указанных недостатков, является повышение уровня энергии импульсов непосредственно в задающем генераторе. В основе этого подхода лежит простая и оригинальная

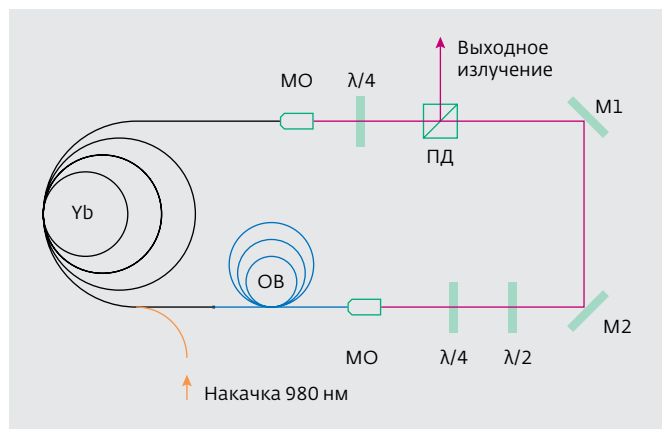


Рис.2. Схема волоконного иттербиевого лазера с синхронизацией мод излучения в ультрадлинном резонаторе [7]: ПД – поляризационный делитель, М1, М2 – зеркала, МО – микрообъектив, ОВ – дополнительное оптоволокно



идея: поскольку частота повторения импульсов, генерируемых лазерами с пассивной синхронизацией мод, обратно пропорциональна времени обхода резонатора, повышению уровня энергии импульса можно достичь за счет увеличения длины резонатора. Действительно, если в два раза увеличить длину лазера, период следования импульсов удвоится и, как следствие, удвоится энергия оптической накачки, накопленная за это время в виде инверсии населенностей квантовых уровней энергии лазера. Несмотря на простоту идеи, ее практическая реализация сопряжена со значительными техническими трудностями, поэтому до недавнего времени рекорд длины резонаторов составлял всего 100 м для твердотельных [4] и 400 м для волоконных [5, 6] лазеров с синхронизацией мод. В 2008 году нашей группе удалось получить синхронизацию мод в волоконном резонаторе существенно большей длины – 3,8 км [7], получив рекордный уровень энергии импульсов непосредственно в лазере с пассивной синхронизацией мод – 3,9 мкДж на рекордно низкой для таких лазеров частоте следования импульсов 77 кГц. В данной работе был использован гибридный (объемно-волоконный) лазерный резонатор, схема которого представлена на рис.2.

Эта работа [7] вызвала большой интерес ввиду открывшихся перспектив генерации сверхкоротких высокоэнергетичных импульсов и послужила отправной точкой для бурных исследований в данной области в последующие годы (см., например, [8-19]). В частности, в работе [8] была экспериментально продемонстрирована генерация 1,7-нс импульса с гигантским чирпом в 1,2-км волоконном лазере с синхронизацией мод с использованием насыщающегося поглотителя на основе углеродных нанотрубок. Производство длительности импульса на его спектральную ширину составило ~ 236, что в 750 раз больше предела Фурье для спектральноограниченных импульсов с формой огибающей, описываемой функцией sech^2 . В работе [9] был продемонстрирован лазерный резонатор с новой Θ -конфигурацией, выполненный из волокна с поддержкой поляризации (PM), синхронизация мод в котором также достигалась с помощью насыщающегося поглотителя на основе углеродных нанотрубок. Генерация в сверхдлинном лазере с аномальной дисперсией групповых скоростей была исследована в работе [10]. В работах [11, 12] сообщалось о получении пассивной синхронизации мод в сверхдлинных резонаторах с использованием насыщающихся полупроводниковых поглотителей на зеркалах (SESAM). В [13] авторы исследовали два различных режима генерации НЭП-лазеров (в том числе и с длинными резонаторами).

Необходимо отметить, что рекордно большие длины резонаторов допускают достаточно компактное исполнение – например, прототип коммерческого сверхдлинного лазера

компании "Техноскан – Лазерные системы" (рис.3). Увеличение длины резонатора производится путем подключения бухты волокна через оптические разъемы к основному блоку волоконного лазера. Диаметр многокилометровой бухты волокна не превышает 25 см, ее высота – 10 см. Наибольшая оптическая длина резонатора волоконного лазера, в котором была осуществлена синхронизация мод излучения, составляет на сегодняшний день 37 км [20].

Одной из любопытных особенностей волоконных и гибридных лазеров с пассивной синхронизацией мод на основе эффекта НЭП является большое количество поддерживаемых ими режимов генерации, которые могут быть реализованы при различных уровнях мощности накачки и различных настройках внутрирезонаторных поляризационных элементов [13]. Еще более интересным является тот факт, что импульсы, генерируемые такими лазерами в различных режимах, могут отличаться не только количественными показателями (длительностью, уровнем энергии, величиной чирпа и т.п.), но и качественно. Так, помимо "обычного" стабильного одноимпульсного режима такие лазеры могут генерировать квазистохастические (шумоподобные) волновые пакеты, состоящие из большого количества суб-импульсов со случайными (флуктуирующими) параметрами – длительностью, длиной волны и энергией. Поскольку длительность таких суб-импульсов и расстояние между ними находится в фемтосекундном временном диапазоне, отдельные субимпульсы не могут быть разрешены даже с использованием самых быстрых современных фотодиодов и широкополосных осциллографов. О наличии в лазерном импульсе внутренней структуры можно судить лишь по наличию узкого центрального пика на автокорреляционной функции интенсивности [13]. Двухмасштабная (пико-фемтосекундная) АКФ напрямую связана с наличием двух масштабов временной когерентности таких импульсов: масштабом волнового пакета и заполняющих его субимпульсов. Как было показано позже в работах [16, 17], существуют также режимы генерации переходного типа, занимающие промежуточное место между стабильной одноимпульсной генерацией и генерацией стохастических волновых пакетов. АКФ таких "переходных" импульсов имеет колоколообразную форму с маленьким пиком в центре, свидетельствующем о наличии небольшой стохастической составляющей (шума) на фоне колоколообразных импульсов.

Проведенные в [18] исследования показали, что при увеличении длины лазерного резонатора вероятность получения стабильного одноимпульсного режима генерации падает, в связи с чем длинные лазеры с большой вероятностью генерируют квазистохастические волновые пакеты либо работают в промежуточном

(полустохастическом) режиме генерации. Данное обстоятельство допускает достаточно простое объяснение. Так, с ростом длины лазерного резонатора его суммарная дисперсия линейно возрастает, в связи с чем растет и длительность генерируемых импульсов, а также их энергия. Как следствие, пиковая мощность таких импульсов остается приблизительно постоянной и не зависит от длины резонатора. Для получения стабильного режима генерации колоколообразных импульсов необходимо, чтобы кривая пропускания эффективного насыщающегося поглотителя (система волокно + фазовые элементы + поляризационный ответвитель) была гладкой на протяжении всего импульса и спадала на краях. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы максимальный угол поворота эллипса поляризации не превосходил некоторого критического значения порядка $\pi/2$. Поскольку максимальный угол поворота эллипса поляризации пропорционален пиковой мощности импульса (которая, как было показано выше, остается приблизительно постоянной) и площади самого эллипса, необходимо, чтобы площадь эллипса поляризации уменьшалась обратно пропорционально длине резонатора. Уменьшение площади эллипса поляризации достигается за счет настроек фазовых пластин (либо контроллеров поляризации) в схеме лазера, однако неограниченно уменьшать площадь эллипса невозможно, что связано с наличием случайного двулучепреломления в длинных волокнах. Действительно, в процессе вытяжки волокно получается не идеально круглым, а слегка эллиптическим, что приводит к наличию в нем хотя и слабого, но ненулевого двулучепреломления. Поскольку в достаточно

длинных (несколько сотен метров – километр и более) волокнах ориентация эллипса в сечении оптического волокна меняется случайным образом, распространяющееся по волокну оптическое излучение не может сохранять свою линейную поляризацию и становится эллиптическим. Этот механизм приводит к ограничению на минимальную площадь эллипса поляризации импульсов и вносит стохастическую составляющую в генерацию сверхдлинных лазеров, уменьшая ее стабильность и делая чувствительной к деформациям волоконного резонатора.

Несмотря на наличие стохастической составляющей, высокоэнергетичные импульсы, генерируемые ультрадлинными волоконными лазерами, могут представлять значительный интерес для приложений благодаря высокой пиковой мощности составляющих их субимпульсов, высокому уровню энергии и относительно малой длительности. К числу перспективных применений таких импульсов относятся генераторы суперконтинуума, многоволновые источники на основе эффекта генерации оптических гармоник, микро- и нанообработка оптических материалов, изготовление компонентов фотоники и другие перспективные направления. Дополнительным преимуществом длинных лазеров по сравнению с другими схемами генерации высокоэнергетичных импульсов является отсутствие необходимости стретчирования импульсов в случае использования дополнительных каскадов внрезонаторного усиления.

Необходимо отметить, что с точки зрения реализации одновременно малой длительности и высокой энергии импульсов излучения длина волоконного задающего генератора имеет некую "золотую середину" [18], лежащую в диапазоне 0,5-1,5 км. Энергии импульсов, достигаемые при этих длинах резонаторов, выше энергий импульсов коротких задающих генераторов, а генерация может оставаться "обычной" одноимпульсной, которая позволяет эффективно сжимать импульсы оптическим компрессором.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Takashi Hori, Norihiko Nishizawa and Toshio Goto.** Generation of 14-fs ultrashort pulse in all fiber scheme by use of highly nonlinear hybrid fiber. – International Conference on Ultrafast Phenomena (UP), Niigata, Japan, 2004, July 25.
2. **Chen C., Wai P., Menyuk C.** Soliton fiber ring laser. – Optics Letters, 1992, 17 (6), p. 417-419.
3. **Matsas V., Newson T., Richardson D., Payne D.**



Рис.3. Опытный образец коммерческого сверхдлинного лазера компании "Техноскан – Лазерные системы"



- Selfstarting passively mode-locked fiberring soliton laser exploiting non linear polarisation rotation. – *El. Lett.*, 1992, 28 (15), p. 1391-1393.
4. **Kolev V., Lederer M., Luther-Davies B., Rode A.** Passive mode locking of a Nd:YVO₄ laser with an extra-long optical resonator. – *Optics Letters*, 2003, 28 (14), p. 1275-1277.
 5. **Kang J., Posey J.** Demonstration of supercontinuum generation in a long-cavity fiber ring laser. – *Optics Letters*, 1998, 23 (17), p. 1375-1377.
 6. **Fong K. et al.** Generation of low-repetition rate highenergy picosecond pulses from a single-wall carbon nanotube mode-locked fiber laser. – *Optical Amplifiers and their Applications Conference (OAA 2006)*, Canada, OMD4, June 2006.
 7. **Kobtsev S., Kukarin S., Fedotov Y.** Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with high-energy pulses. – *Optics Express*, 2008, 16, p. 21936-21941.
 8. **Kelleher E., Travers J., Ippen E. et al.** Generation and direct measurement of giant chirp in a passively mode-locked laser. – *Optics Letters*, 2009, 34 (22), p. 3526-3528.
 9. **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. – *Optics Express*, 2010, 18 (20), p. 20673-20680.
 10. **Li X., Liu X., Hu X. et al.** Long-cavity passively mode-locked fiber ring laser with high-energy rectangular-shape pulses in anomalous dispersion regime. – *Optics Letters*, 2010, 35 (19) p. 3249-3251.
 11. **Chen L., Zhang M., Zhou C. et al.** Ultra-low repetition rate linear-cavity erbium-doped fiber laser modelocked with semiconductor saturable absorber mirror. – *El. Lett.*, 2009, 45 (14), p. 731-733.
 12. **Tian X., Tang M., Shum P. et al.** High-energy laser pulse with a submegahertz repetition rate from a passively mode-locked fiber laser. – *Optics Letters*, 2009, 34 (9), p. 1432-1434.
 13. **Kobtsev S., Kukarin S., Smirnov S., Turitsyn S., Latkin A.** Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers. – *Optics Express*, 2009, 17, p.20707-20713.
 14. **Nyushkov B., Denisov V., Kobtsev S., Pivtsov V. et al.** Generation of 1.7-uJ pulses at 1,55 um by a self-mode-locked all-fiber laser with a kilometers-long linear-ring cavity. – *Laser Physics Letters*, 2010, 7, p.661-665.
 15. **Nyushkov B., Ivanenko A., Kobtsev S., Turitsyn S et al.** Gamma-shaped long-cavity normal-dispersion mode-locked Er-fiber laser for sub-nanosecond high-energy pulsed generation. – *Laser Physics Letters*, 2012, 9, p.59-67.
 16. **Смирнов С., Кобцев С., Кукарин С., Иваненко А.** Новый режим одноимпульсной генерации волоконных лазеров с синхронизацией мод за счет нелинейной эволюции поляризации излучения. – *Квантовая электроника*, 2012, 42 (9), с. 781-784.
 17. **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. – *Optics Express*, 2012, 20 (24), 27447-27453.
 18. **Kobtsev S., Smirnov S.** Fiber lasers mode-locked due to nonlinear polarization evolution: golden mean of cavity length. – *Laser Physics*, 2011, 21 (2), p.272-276.
 19. **Smirnov S., Kobtsev S., Kukarin S., Turitsyn S.** Mode-Locked Fibre Lasers with High-Energy Pulses. – Chapter 3 in book: *Laser Systems for Applications*, p. 39-58, ISBN 978-953-307-429-0, InTech, 2011.



20. Turitsyn S., Dubov M., Kobtsev S., Ivanenko A.
Mode-Locking in 25-km Fibre Laser. -In: 36th
European Conference on Optical Communication
(ECOC), Sep 19-23, 2010, Torino, Italy, Tu.5.D.1

EMISSION MODE-LOCKED

ULTRA-LONG FIBER LASERS

S.Smirnov, candidate of physic-mathematic sciences, S.Kobtsev, doctor of physic-mathematic sciences, S.Kukarin, candidate of physic-mathematic sciences, A.Ivanenko, candidate of physic-mathematic sciences. Novosibirsk national research state university, Department of laser physics and innovation technologies, Novosibirsk

The image of "unpretending" fiber lasers attracts many users by its high-energy ultra-short impulses becoming a standard tool in their hands. To achieve such indexes of laser is possible thanks to construction of laser, which is performed either due to scheme MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) or due to scheme with increased length of resonator. The latter is realized in commercially used ultra-long laser of the company "Technoscan – Lasernie systemi". Some of characteristics of lasers with ultra-long resonator are described. In particular they can generate quasistochastic (noise-like) wave packets.

Over the last years the interest to fiber lasers and laser systems increased significantly. This is because of

both progress in the field of fiber-optic technologies and realization in lasers of such type of wide range of parameters



of laser emission including record ones. Main expectations of potential users of fiber lasers are related to the feature that fiber lasers do not require manual adjustment and servicing because of resonator's "closed nature" and that is why they are simple for operation and have relatively high efficiency coefficient. It should be noted that not all the fiber lasers and systems satisfy such expectations. In constructions of many lasers there are included the mechanical adjustment elements (for example, polarization controllers) or discrete optical elements which do not correspond to the concept of "hand-off" laser. Nevertheless existing image of "unpretending" fiber lasers is attractive for many users in many fields.

At the moment fiber lasers took stable position for fulfillment of different technological operations in industry - cutting, welding, perforation, modification of surfaces and etc. Lasers applied in industry are usually the powerful sources of continuous emission. High reliability, high operation recourse, convenience in operation and high efficiency coefficient are demanded from such sources in the first turn. The best opportunities could be realized using diode lasers (which perhaps will occur in the future at least for some technological operation). But now diode lasers can not ensure simultaneously relatively high emission power and high quality of emission beam. Powerful technological fiber lasers as a matter of fact transform multi-mode emission of diode-pumped lasers into own single-mode emission and provide the changing only of one emission parameter - power.

For other applications (research, metrological and etc.) the realization of the set of fixed or varied emission parameters is required from fiber lasers. And such parameters should be similar to those obtained in solid-state lasers or even better ones. Definitely there is a progress in this issue. Modern fiber and hybrid (fiber-discrete) laser systems bear an opportunity of reconstruction due to wave length and adjustment of duration and frequency of impulse flow and etc. But perhaps one of the most exciting achievements is the recent success of fiber lasers in the field of generation of ultra-short optical impulses which field was traditionally occupied by solid-state optical generators. For a long time the issue of generation of ultra-short impulses in optical fiber seemed insoluble because of chromatic dispersion of group speeds which lead to considerable widening of impulses in optical fiber. Successes in technology of new optical fibers production as well as the search for new schemes and modes of generation made it possible to achieve in fiber lasers of optical impulses with duration of only 14 femto-seconds ($1,4 \times 10^{-14}$ sec) [1] which increases the duration of one period of light wave only in several times!

To obtain impulses of such a short duration there is usually used a two-stage scheme. Initiating laser generates phase-modulated impulses with duration of the order of 100 femto-seconds (fsec) which are then additionally pressed when passing the part of optical fiber for account of joint influence of nonlinearity and dispersion. But even the generation of 100-fsec impulses in fiber initiating generator is the uncommon task. Passive synchronization of fiber resonator modes is used for its salvation. The principle of action of such synchronization lies in self-shortening of impulse when passing through saturable-absorber. Transmission coefficient of saturable absorber increases with growth of emission intensity which makes additional losses on the edges of laser impulse and leads to its shortening which compensates growth of impulse duration for account of dispersion. As saturable absorbers there are more often used materials with high nonlinear characteristics - semiconductor structures on mirrors (SESAM) and carbon nanotubes. However as a rule based on them lasers do not allow to achieve impulses shorter than 1 psec that is almost on two orders of value higher than record-short duration for fiber lasers. This is connected with limited "response rate" of nonlinear response of semiconductors and metamaterials. For the generation of shorter impulses it is necessary to use much "faster" nonlinearity of environment

which is caused by deformation of electronic orbitals of atoms. Kerric nonlinearity by itself does not lead to effect of saturating absorption in the substance, however high-speed artificial saturable absorber can be made on its basis. To understand the principle of its action let us consider linear polarized impulse 1 which passes through optical system (Fig. 1. Scheme of saturable absorber based on NEP effect. 1, 5 - linear state of polarization at input and output from the system, $\lambda/2$, $\lambda/4$ - birefringent plates, 2, 4 - polarization ellipses on input and output from fiber, α - angle of turning of polarization ellipse in fiber, 4 - polarization separator). After passing through birefringent plates $\lambda/2$, $\lambda/4$ the impulse obtains elliptic polarization 2 which turns in optical fiber under the influence of Kerric nonlinearity on the angle α which is proportional to impulse power (effect of nonlinear evolution of polarization, NEP). Further the emission is passed through polarization separator (PBS) through which passes only one of waves of orthogonal polarizations. The second wave is moved from resonator thus causing optical losses. The value of such losses depends upon the angle of turning α of polarization ellipse and consequently from impulse power. Such circumstance allows the described scheme to operate as a ultra-high-speed saturable absorber [2,3] and perform generation of laser impulses with duration of 100 fsec and less.

After realization in fiber laser of ultra-short impulses generation with duration of only several dozens of femto-seconds and less the new issue arises: to obtain simultaneously high peak emission power (high energy of impulses). This issue is non-trivial because it is difficult to combine the ultra-small duration of impulses with their high energy because of fundamental physical limitations - nonlinear processes. Maximally high peak powers achieved in ultra-short high-energy impulses cause the set of nonlinear effects in the environment in which such impulses are distributed: stimulated Raman scattering, widening of impulse spectrum for account of phase self-modulation and parametric processes, self-focusing and filamentation of emission. Mentioned effects lead to fast breakage of ultra-short high-energy impulses in nonlinear environment. And in case of even higher powers - to physical destruction of environment itself. To prevent undesirable nonlinear effects the so-called technology of "pulse stretching" is used. Its sense lies in increasing of impulses duration for account of dispersion of group speeds which lead to proportional decreasing of peak power of impulses and decreasing of effectiveness of nonlinear processes. Such "stretched" impulses are strengthened to the necessary energy level and pressed using the optical compressors to Fourier level before the "target" itself which radiates such impulses.

Thus the standard solution for obtaining the high-energy ultra-short laser impulses is the usage of laser system which consists of initiating generator, temporary "stretcher" of impulses, one or several cascade optical accelerators of power (MOPA, Master Oscillator Power Amplifier) and optical compressor which recovers the small duration of impulses. The limitations of such system include its relative complexity, necessity for usage of several sources of optical pumping (each one should have its power supply, control and cooling units which leads to worsening of mass and dimensional characteristics of all the system), risk of damage of accelerating cascades in case of mode of "giant impulses" as well as in case of early turning on of accelerating cascades.

An alternative solution which is considerably free from the mentioned limitations is the increasing of the level of impulse energy directly in initiating generator. This approach bases on simple and original idea because the frequency of repetition of impulses which are generated by lasers with passive synchronization of modes is inversely proportional to the time of resonator round. The increasing of impulse energy can be achieved for account of increasing of resonator length. In fact is the length of laser will be increased in two times the period of impulse flow will double and the energy of optical pumping which was absorbed for this period in the



form of inversion of population of quantum levels of laser energy will double as a consequence. Despite of simplicity of idea its practical realization is combined with considerable technical difficulties, that is why until recent time the record of length of resonators was only 100 m for solid-state [4] and 400 m for fiber [5,6] lasers with mode synchronization. In 2008 our group achieved synchronization of modes in fiber resonator of considerably higher length – 3,8 km [7] and the record level of energy of impulses was obtained directly in laser with passive mode synchronization – 3,9 mJ at impulse flow frequency of 77 kHz which is record-low for such lasers. In this work the hybrid (volume-fiber) laser resonator was used. Its scheme is presented on fig.2 (Fig.2. Scheme of fiber ytterbium laser with synchronization of emission modes in ultra-long resonator [7]: PD – polarization separator, M1,2 – mirrors, MO – microobjective, OB – additional optic fiber).

This work [7] caused high interest in view of opened prospects of generation of ultra-short high-energy impulses and served a start-point for dynamic researches in this field in next years (see, for example, [8–19]). In particular in the work [8] there was experimentally demonstrated generation of 1,7-nsec impulse with giant Chirp in 1,2-km fiber laser with mode synchronization using the saturable absorber based on carbon nanotubes. Multiplication of impulse duration on its spectral width composed ~ 236 which is by 750 times more than Fourier limit for spectrally-limited impulses with envelope shape described by function sech^2 . In work [9] there was demonstrated laser resonator with new Θ -configuration performed of fiber with support of polarization (PM). Mode synchronization in it was achieved using saturable absorber based on carbon nanotubes. Generation in ultra-long laser with anomalous dispersion of group speeds was studied in work [10]. In works [11,12] there was informed about the achieving of passive synchronization of modes in ultra-long resonators with usage of saturable semiconductor absorbers on mirrors (SESAM). In [13] the authors researched two different generation modes of NEP-lasers (including those with long resonators).

It should be noted that record-high lengths of resonators allow quite compact appearance – for example, the prototype of commercial ultra-long laser of company "Technoscan – Lasernie sistemy" (Fig.3. Experimental sample of commercial ultra-long laser of company "Technoscan – lasernie sistemy"). Increasing of the length of resonator is performed through connection of fiber coil through optical sockets to main unit of fiber laser. The diameter of multi-kilometer fiber coil does not exceed 25 cm and its height – 10 cm. The highest optical length of fiber laser resonator in which the synchronization of modes emission was performed composes today 37 km [20].

One of the points of interest of fiber and hybrid lasers with passive synchronization of modes based on NEP effect is high number of generation modes supported by them which can be performed at different levels of pumping power and different adjustments of inter-resonator and polarization elements [13]. Even more interesting is the fact that impulses generated by such lasers in different modes can differ not only by quantitative indexes (duration, level of energy, Chirp value and etc.) but also qualitatively. In such a way except for "common" stable single-impulse mode such lasers can generate quasistochastic (noise-like) wave packets consisting of high number of sub-impulses with random (fluctuating) parameters – duration, wave length and energy. As the duration of such sub-impulses and distance between them are within femto-second time range some impulses can not be allowed even with usage of the fastest modern photodiodes and wideband oscillographs. It is possible to estimate the availability in laser impulse of internal structure only by availability of narrow central peak on autocorrelation intensity function [13]. Double-scale (peak-femtosecond) AKF is directly related to availability of two ranges of time coherence of such impulses: the scale of wave packet and sub-impulses which fill it in. As it was shown later in works [16,17] there are also generation modes of

transitional type which take intermediate position between the stable single-impulse generation and generation of stochastic wave packets. AKF of such "transitional" impulses has a bell-like shape with small peak in the centre testifying on availability of small stochastic component (noise) on the bell-like impulses background.

Researches performed in [18] showed that in case of increasing of laser resonator length the probability of achieving the stable single-impulse generation mode decreases. In this connection long lasers with high probability generate quasistochastic wave packets or function in intermediate (semi-stochastic) generation mode. This situation allows quite simple qualitative explanation. Thus with increasing of the length of laser resonator its total dispersion increases linearly. In this connection the duration of generated impulses as well as their energy also increases. As a consequence the peak power of such impulses remains approximately constant and does not depend upon the length of resonator. To achieve the stable generation mode of bell-like impulses it is necessary that the graph of passing of the effective saturable absorber (system fiber + phase elements + polarization taper) was even along all the impulse and would fall on the ends. To perform this condition it is necessary that the maximal angle of turning of polarization ellipse would not exceed some critical value of the order of $\pi/2$. As the maximal angle of turning of polarization ellipse is proportional to peak power of impulse (which as it was shown above remains approximately constant) and the square of the ellipse itself it is necessary that the square of polarization ellipse would decrease inversely proportional to the length of resonator. Decreasing of polarization ellipse square is achieved for account of adjustments of phase plates (or polarization controllers) in the scheme of laser. But it is impossible to decrease the ellipse square unlimitedly because of availability of random birefringence in long fibers. In fact in the process of stretching the fiber will not be ideally round but a bit ellipse-shaped which leads to availability in it of slight but not a zero birefringence. As in long enough fibers (several hundreds of meters – kilometer and more) the orientation of ellipse in section of optical fiber changes randomly the optical emission which is distributed in fiber can not keep its linear polarization and becomes elliptic. This mechanism leads to limitation on minimal square of impulse polarization ellipse and adds stochastic component to generation of ultra-long lasers reducing its stability and making it sensitive to deformations of fiber resonator.

Despite the availability of stochastic component the high-energy impulses which are generated by ultra-long fiber lasers can be of a considerable interest for applications thanks to high peak power of sub-impulses which compose them, high level of energy and relatively small duration. Prospective application of such impulses include generators of super-continuum, multi-fiber sources based on effect of optical harmonics generation, micro- and nanoprocessing of optical materials, producing of photonic components and other prospect trends. Additional advantage of long lasers comparing to other schemes of generation of high-energy impulses is the absence of necessity for stretching the impulses in case of using additional cascades of off-resonator acceleration.

It should be noted that from the point of realization of simultaneously small duration and high energy of emission impulses the length of fiber initiating generator has some "golden mean" [18], lying in the range of 0,5–1,5 km. The energies of impulses achieved in case of such lengths of resonators are higher than the energies of impulses of short initiating generators and a generation can remain "common" single-impulse generation when the impulses can be effectively pressed by optical compressor. ■