

УДК 681.7.068; 535

Генерация фемтосекундных импульсов в полностью волоконном кольцевом эрбиевом лазере с синхронизацией мод на основе эффекта Керра для терагерцовой импульсной спектроскопии

Воропаев В. С.^{1*}, Дворецкий Д. А.¹,
Сазонкин С. Г.¹, Роднова Ж. Н.¹,
Леонов С. О.¹, Лазарев В. А.¹, Пнёв А. Б.¹,
Карасик В. Е.¹, Денисов Л. К.¹

* vasek@aport.ru

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работе исследованы режимы синхронизации мод на основе эффекта нелинейной эволюции поляризации в полностью волоконном кольцевом резонаторе лазера с внутрирезонаторной дисперсией групповых скоростей в диапазоне от $-1,232 \text{ пс}^2$ до $+0,008 \text{ пс}^2$ и длиной резонатора от 7,27 м до 69,5 м. В резонаторе наблюдались два различных режима генерации — классического солитонного и растянутого импульса. Наилучшей стабильностью и выходными характеристиками обладал режим генерации растянутого импульса с формой спектра вида sech^2 и длительностью 490 фс с частотой повторения равной $\sim 2,9 \text{ МГц}$ и средней выходной мощностью $\sim 17 \text{ мВт}$. Полученный режим генерации ультракоротких импульсов обладает характеристиками пригодными для успешного использования в ТГц-импульсной спектроскопии.

Ключевые слова: фемтосекундный волоконный лазер, синхронизация мод, стабильность импульсов, дисперсия групповых скоростей, растянутый импульс, классический солитон, терагерцовая импульсная спектроскопия

Введение

Терагерцовая импульсная спектроскопия — это эффективный метод изучения параметров материалов, прозрачных для ТГц-излучения [1]. Например, удастся исследовать диэлектрическую проницаемость среды или показатель преломления в ТГц-диапазоне спектра, что имеет значение в медицинских применениях для неинвазивной диагностики заболеваний человека. Данный метод позволяет определять различные параметры материалов и в том числе изучать их структуру с помощью решения обратной задачи. Однако точность решения сильно зависит от значительного числа факторов, и в

том числе, от стабильности режима генерации ультракоротких импульсов, возбуждающих ТГц-излучение [2,3]. Как было недавно показано путем численного анализа [2], точность определения показателя преломления не превышает 5 % для нестабильности длительности ультракоротких импульсов на уровне нескольких фемтосекунд. Отметим, что влияние нестабильности длительности импульса не может быть устранено какой-либо известной техникой фильтрации сигнала и, таким образом, требуется исследование высокостабильных режимов генерации фемтосекундных лазеров для точных измерений параметров материалов в ТГц-диапазоне спектра.

Генерация лазера в режиме импульсов ультракоротких длительностей может быть получена методами синхронизации мод, которые принципиально разделяются на активные и пассивные типы. Впервые активная синхронизация мод была описана в 1964 году [4]. Известно, что данный метод требует наличия управляемого элемента в резонаторе лазера — амплитудного или фазового модулятора. Пассивная синхронизация мод реализована на несколько лет позже [5, 6]. Принципиальное отличие этой техники синхронизации мод заключается в отсутствии контроля над модулятором при помощи внешних сигналов. На сегодняшний день подавляющее большинство лазеров ультракоротких импульсов используют именно пассивную синхронизацию мод, что позволяет получать более короткие длительности импульсов по сравнению с активным методом.

Важным элементом резонатора лазера ультракоротких импульсов с пассивной синхронизацией мод является просветляющийся поглотитель. Типичными примерами поглотителей являются полупроводниковые просветляющиеся зеркала [7, 8] и углеродные наноструктуры [9, 10, 11]. Длительность импульса при использовании этих поглотителей составляет типично сотни и менее фемтосекунд [12]. К иному типу просветляющихся поглотителей относят методы синхронизации мод на основе механизма нелинейной эволюции поляризации (НЭП) [13, 14] и кольцевых волоконных зеркал Саньяка [15–19]. Отметим, что наименьшая длительность импульса в эрбиевом волоконном лазере была реализована именно на механизме НЭП [20].

В данной работе исследованы режимы синхронизации мод на основе НЭП в схеме кольцевого резонатора лазера, образованного активным эрбиевым волокном с положительным значением дисперсии групповых скоростей на длине волны генерации и волокном SMF-28(Corning Corp.), имеющим отрицательную дисперсию групповых скоростей (ДГС) в области 1550 нм и используемым для точной настройки ДГС внутри резонатора в диапазоне от $-1,232 \text{ пс}^2$ до $+0,008 \text{ пс}^2$.

Описание экспериментальной установки

Схема кольцевого резонатора полностью волоконного лазера представлена на рисунке 1. Механизм синхронизации мод реализован на основе эффекта нелинейной эволюции поляризации (НЭП) [13, 14]. Механизм действия основан на разнице интенсивностей ортогонально-поляризованных компонент излучения и их различного

поворота при распространении по волоконному световоду вследствие эффекта Керра. Ключевым элементом является поляризационный фильтр (поляризатор), который вносит, таким образом, зависящие от интенсивности потери [21,22]. В данной работе в качестве поляризатора используется коммерческий изолятор-поляризатор, который в том числе осуществляет функцию изолятора для получения однонаправленной генерации. Два контроллера поляризации (КП) установлены в кольцевом резонаторе с двух сторон от изолятора-поляризатора и используются для настройки режимов генерации волоконного лазера. Накачка активного эрбиевого волокна осуществляется через спектрально селективный волоконный ответвитель 980/1550 (WDM 980/1550) лазерным диодом на длине волны 980 нм с одномодовым излучением на выходе с оптической мощностью до 300 мВт. Лазерный выход из резонатора представляет собой плечо волоконно-оптического разветвителя с коэффициентом деления 70/30.

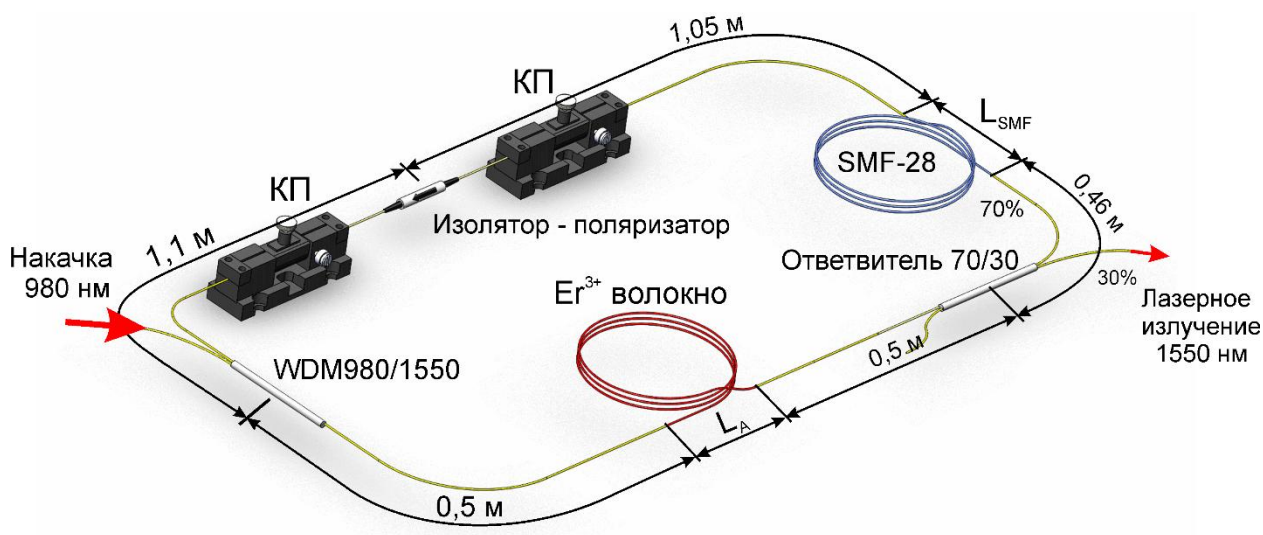


Рис. 1. Схема кольцевого волоконного эрбиевого лазера с синхронизацией мод

Для точной настройки ДГС внутри резонатора в диапазоне от $-1,232 \text{ пс}^2$ до $+0,008 \text{ пс}^2$ используется имеющее отрицательную ДГС в области 1550 нм волокно SMF-28 (Corning Corp.). В работе исследовано несколько вариантов схемы. Их основные параметры приведены в таблице 1.

В схемах GVD-1 и GVD-2 в качестве активного эрбиевого волоконного световода используется волокно длиной 3,67 м с поглощением ионов $\text{Er}^{3+} \sim 6,5 \text{ дБ/м}$ на длине волны накачки и с коэффициентом дисперсии равным $-17,4 \text{ пс}/(\text{нм} \cdot \text{км})$ на длине волны 1550 нм. Суммарное внутрирезонаторное значение дисперсионного параметра β_2 в схеме GVD-1 слегка положительное, а в схеме GVD-2 сильно отрицательное.

Таблица 1. Основные параметры резонатора волоконного лазера

Обозначение схемы	Длина резонатора, м	Длина SMF-28 - L_{SMF} , м	Длина активного волокна - L_A , м	f повт., МГц	Дисперсия, пс/нм	ДГС β_2 , пс ²
GVD-1	7,27	3,6	3,67	28,1	-0,0062	+0,008
GVD-2	18,67	15	3,67	10,1	0,176	-0,226
GVD-3	69,5	60	9,5	2,9	0,96	-1,232

В третьем варианте схемы GVD-3 в качестве активного волокна используется коммерческое эрбиевое волокно длиной 9,5 м (R37003X, OFS Corp.) с поглощением ионов $Er^{3+} \sim 2$ дБ/м на длине волны накачки. Известно, что дисперсионный параметр β_2 такого волокна, имеет слегка положительное значение на длине волны 1550 нм. Суммарное внутрирезонаторное значение дисперсионного параметра β_2 в схеме GVD-3 равно -1,232 пс².

Экспериментальные результаты

В схеме GVD-1 режим синхронизации мод не был достигнут при максимальной доступной мощности накачки ($P_{нак} \sim 300$ мВт), при этом осциллограмма последовательности импульсов имела типично случайный вид (хаотичная последовательность импульсов).

На рисунке 2 приведены осциллограммы импульсов выходного излучения лазера (рис.2а), полученные на осциллографе Infinium MSO9254A с использованием приемника излучения на основе InGaAs PIN-фотодиода, и спектры излучения, полученные на анализаторе оптического спектра YOKOGAWA AQ6370C, для различных режимов генерации в схемах GVD-2 и GVD-3, достигнутых в результате точной настройки КП. В каждой схеме (GVD-2 и GVD-3) было получено два различных режима генерации, которые имеют различные по форме и полуширине спектры излучения. Спектры излучения, имеющие более узкую форму (рис.2б), в обеих схемах лучше всего аппроксимируются функцией $\text{sech}^2(x)$, а в схеме GVD-2 спектр также имеет боковые пики, обусловленные модуляционной нестабильностью [23]. Из сказанного выше и с учетом того, что внутрирезонаторная ДГС имела сильно отрицательное значение, можно сделать предположение о том, что установившиеся режимы генерации ультракоротких импульсов GVD-2s и GVD-3s являются солитонными [24]. Спектры излучения, имеющие более широкую форму (рис.2в) GVD-2g и GVD-3g, в обеих схемах удовлетворительно аппроксимируются функцией Гаусса, что говорит о генерации растянутых ультракоротких импульсов, называемых так же солитонами с управляемой дисперсией.

Для каждого режима генерации рассчитаны и приведены на рисунках 2б и 2в минимально возможные длительности импульсов, исходя из полуширины спектров излучения, по формуле

$$\Delta\tau = K/\Delta\nu, \quad (1)$$

где $\Delta\nu = c\Delta\lambda/\lambda^2$; λ – центральная длина волны; c – скорость света в вакууме; K – коэффициент, зависящий от формы спектра излучения, взятый из [24].

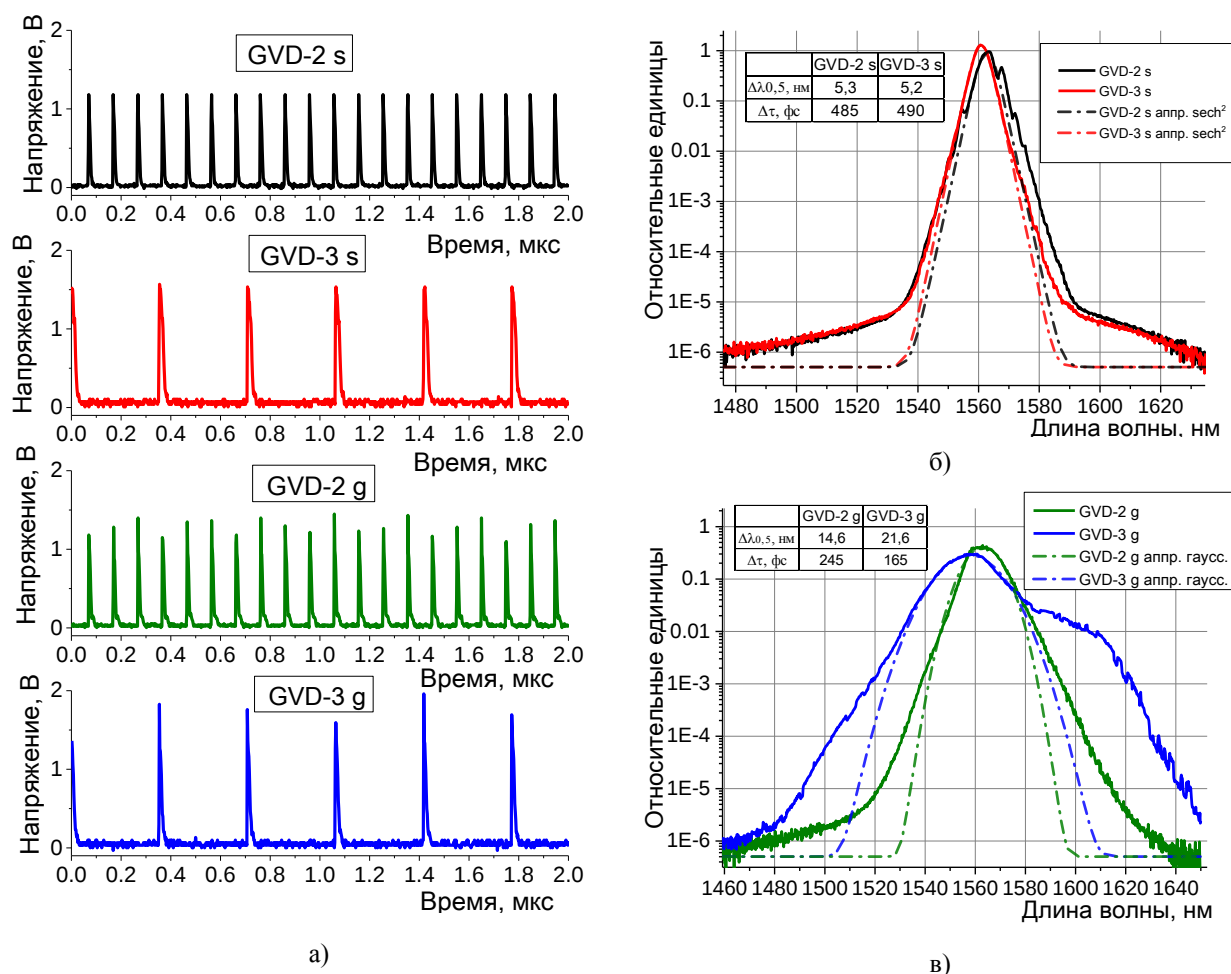


Рис. 2. Осциллограммы(а) и спектры (б,в) генерации ультракоротких импульсов в кольцевом эрбиевом волоконном лазере.

Для режима генерации растянутых импульсов $K=0,441$, тогда минимально возможная длительность импульсов в этом режиме в схеме GVD-2 составила 245 фс, а в схеме GVD-3 ~ 165 фс. Для режима генерации солитонов $K=0,315$, и минимально возможная длительность импульсов в данном режиме в схеме GVD-2 равна 485 фс, а в схеме GVD-3 равна 490 фс. Отметим, что средняя мощность выходного излучения при максимальной накачке (300 мВт) в обеих схемах равна 17 мВт.

На рисунке 2а видно, что режимы генерации солитонов (GVD-2 s и GVD-3 s) более стабильны по амплитуде импульсов по сравнению с режимами генерации растянутых импульсов (GVD-2 g и GVD-3 g). Стоит отметить, что относительный шум интенсивности для режимов GVD-2 s и GVD-2 g отличаются более чем на порядок и составили $\sim 2,2 \cdot 10^{-3}$ и $\sim 35 \cdot 10^{-3}$ соответственно.

На рисунке 3 изображены спектры электрических сигналов на основной частоте повторения осциллятора (с помощью анализатора электрического спектра Rohd&Schwarz FSL 3 model.03) в диапазоне 2,5 МГц с разрешением 300 Гц для двух режимов генерации, полученных в схеме GVD-2. На вставках к рисунку 3 приведены графики частотных спектров в ВЧ-области частот – от 1850 до 2000 МГц с разрешением 3 кГц. Стоит отметить, что в обеих схемах GVD-2 и GVD-3 частотные спектры имеют одинаковый вид, поэтому графики приводятся только для схемы GVD-2. Оба графика (рисунок 3) имеют ярко выраженный пик на частоте, равной частоте повторения импульсов – 10,1 МГц с отношением сигнал/шум 62,3 дБ для GVD-2s и 33 дБ для GVD-2g. При этом в режиме генерации растянутых импульсов GVD-2g (рисунок 3б) присутствует частотная модуляция сигнала, выражающаяся в двух дополнительных боковых пиках, отстоящих от основной частоты на 0,1 МГц. Какая-либо частотная модуляция сигнала на основной частоте повторения в схеме GVD-2 в режиме генерации солитонов отсутствует (рисунок 3а). Отметим, что высокое отношение сигнал/шум (~22 дБ) для двух режимов генерации в схеме GVD-2 в ВЧ-области частот свидетельствует о стабильности полученной синхронизации мод [34].

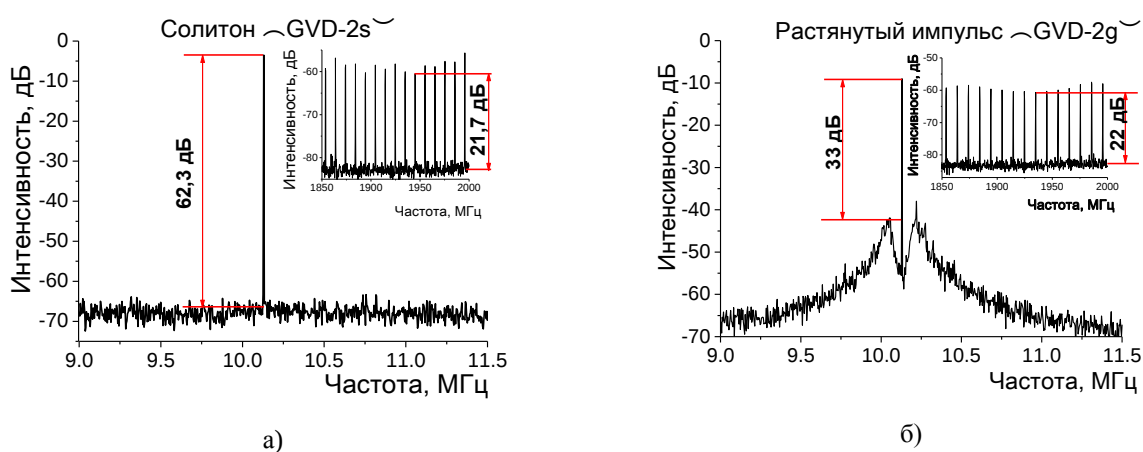


Рис. 3. Частотные спектры режимов генерации в схеме GVD-2.

Обсуждение результатов экспериментов

Известно, что в области существенно аномальной ДГС внутри резонатора в схемах с управляемой дисперсией GVD-2 и GVD-3 могут существовать два основных типа генерации: генерация солитонов и генерация растянутых импульсов [24]. Из экспериментальных данных очевидно (рисунки 2, 3), что в разработанной схеме резонатора в зависимости от настройки КП сосуществуют оба типа генерации. На рисунке 2б приведены спектры генерации удовлетворительно описываемые функцией вида sech^2 , что типично для классического солитонного типа генерации ультракоротких импульсов. Характерным признаком данного режима является возникновение в спектре излучения узких боковых максимумов Келли n -ного порядка, отстающих от центральной длины

волны λ_c на некоторую величину $\Delta\lambda$, по которой, как известно из работ [23, 26], можно судить о суммарной ДГС β_2 внутри резонатора согласно уравнению

$$\beta_2 = -\pi \cdot n \frac{\tau_p^2}{(\ln(1+\sqrt{2}))^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi c \cdot \tau_p \cdot \Delta\lambda}{\lambda_c^2}\right)^2}, \quad (2)$$

где τ_p - длительность импульса; n – порядок пика Келли; c – скорость света.

Оценка суммарной ДГС по выражению (2), исходя из спектров на рисунке 2б и минимальной возможной длительности импульса согласно (1) дает величины ДГС равной - 0,223 пс² для первого порядка пиков Келли и - 0,259 пс² для второго порядка. Стоит отметить, что рассчитанные параметры хорошо согласуются с величиной ДГС, полученной исходя из длин и дисперсий волокон внутри резонатора схемы GVD-2 и приведенной в таблице 1.

Немаловажным экспериментальным результатом является то, что полученные формы спектров в режимах GVD-2s и GVD-3s являются идентичными (рисунок 2б), однако в случае GVD-3s (при значительной длине резонатора) пики Келли отсутствуют. В то же время известно [27], что спектральный сдвиг пика Келли n -ного порядка относительно центральной длины волны $\Delta\lambda_n \sim n \cdot \frac{1}{\sqrt{L}}$. Иными словами, с увеличением

длины резонатора L возрастает количество n порядков пиков Келли присутствующих в спектре генерации. При значительных длинах резонатора модуляционная нестабильность импульса приводит к ограничению энергии (и длительности) солитона и к многоимпульсной генерации лазера (например [28]). Это означает, что полученный в схеме одноимпульсный режим генерации GVD-3 с нельзя считать классическим солитонным типом, так как пики Келли отсутствуют на спектре генерации, а длина резонатора $L \sim 69,5$ м. При распространении солитона в резонаторе различные факторы (потери, усиление или спектральная фильтрация) приводят к возникновению модуляционной неустойчивости. Если импульс изменяет свою длительность и энергию, то модуляционная неустойчивость отсутствует, как это происходит в режиме растянутых импульсов (называемых так же солитонами с управляемой дисперсией) [29]. Таким образом, можно утверждать, что полученный режим является переходным. С одной стороны у него сохраняется спектр вида sech^2 , а с другой стороны отсутствует модуляционная неустойчивость импульса, во-первых, за счет отсутствия резких воздействий на солитон в схеме GVD-3, а, во-вторых, по-видимому, за счет возможности изменять свою длительность и энергию при распространении. Существование подобных импульсов и возможность преобразования из классического в солитон с управляемой дисперсией ранее демонстрировались в литературе [29,30].

Стоит отметить, что основные максимумы на спектрах растянутых импульсов (рисунок 2в) в режимах GVD-2g и GVD-3g лучше всего аппроксимируются гауссовой формой, однако в обоих случаях присутствуют дополнительные полосы, симметрично

отстоящие от основного максимума на некоторую величину. Величина этого сдвига соответствует рамановскому сдвигу частоты типичному для кварцевого стекла ($\sim 85 \text{ см}^{-1}$, например [31]). Таким образом, в отсутствии модуляционной неустойчивости, типичной для классического солитона, рамановское рассеяние является фактором, ограничивающим как длительность, так и энергию растянутого импульса при значительных длинах резонатора. Однако такое уширение спектра при генерации фемтосекундных импульсов является когерентным, а в длинных резонаторах можно создать условие для перекачки излучения из основной полосы генерации в рамановские компоненты [32]. Эти факторы, очевидно, могут быть использованы в создании широкополосных источников сверхкоротких импульсов для задач прецизионной спектроскопии, а так же оптических стандартов частоты нового поколения [33]. К сожалению, полученный режим генерации растянутых импульсов не является стабильным (рисунки 3б, 2а), присутствует как амплитудная, так и частотная модуляция импульсов. Причина этого экспериментального факта состоит в значительной величине внутрирезонаторной ДГС в схемах GVD-2 и GVD-3. Оптимальная и стабильная генерация растянутых импульсов получена при внутрирезонаторной ДГС стремящейся к нулю [24].

Выводы

В работе исследована схема кольцевого эрбиевого полностью волоконного лазера ультракоротких импульсов с точной настройкой дисперсии групповых скоростей (ДГС) внутри резонатора в диапазоне от $-1,232 \text{ пс}^2$ до $+0,008 \text{ пс}^2$ и длиной резонатора от 7,27 м до 69,5 м. При внутрирезонаторной ДГС $\beta_2 \sim -0,226 \text{ пс}^2$ наблюдались два различных режима генерации ультракоротких импульсов – классического солитонного и растянутого импульса.

При значении внутрирезонаторной ДГС $\beta_2 \sim -1,232 \text{ пс}^2$ наблюдается стабильный режим генерации растянутого импульса с формой спектра вида sech^2 и длительностью 490 фс, а также при точной настройке КП режим генерации солитона с управляемой дисперсией и гауссовым спектром излучения длительностью ~ 165 фс. При этом в обоих режимах частота повторения составила $\sim 2,9$ МГц и средняя выходная мощность ~ 17 мВт. Отметим, что полученные режимы генерации обладают характеристиками пригодными для успешного использования источника в ТГц-импульсной спектроскопии.

Коллектив авторов выражает благодарность научному сотруднику ИЦВО РАН А. А. Крылову за полезные обсуждения полученных результатов экспериментов. Работа выполнена в рамках Гранта Президента России для молодых ученых-кандидатов наук МК-3487.2015.8.

Список литературы

1. Lee Y.-S. Principles of Terahertz Science and Technology. Springer US, 2009. 352 p. DOI: [10.1007/978-0-387-09540-0](https://doi.org/10.1007/978-0-387-09540-0)

2. Zaytsev K.I., Gavdush A.A., Karasik V.E., Alekhovich V.I., Nosov P.A., Lazarev V.A., Reshetov I.V., Yurchenko S.O. Accuracy of Sample Material Parameters Reconstruction with Terahertz Pulsed Spectroscopy // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 115, iss. 19. Art. no. 193105. DOI: [10.1063/1.4876324](https://doi.org/10.1063/1.4876324)
3. Tsapenko K.P., Lazarev V.A., Leonov S.O., Pnev A.B. Terahertz frequency standard // Journal of Physics: Conference Series. 2014. Vol. 486, no. 1. Art. no. 012006. DOI: [10.1088/1742-6596/486/1/012006](https://doi.org/10.1088/1742-6596/486/1/012006)
4. Hargrove L.E., Fork R.L., Pollack M.A. Locking of He–Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation // Applied Physics Letters. 1964. Vol. 5, no. 1. P. 4-5. DOI: [10.1063/1.1754025](https://doi.org/10.1063/1.1754025)
5. Mocker H.W., Collins R.J. Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser // Applied Physics Letters. 1965. Vol. 7, no.10. P. 270–273. DOI: [10.1063/1.1754253](https://doi.org/10.1063/1.1754253)
6. DeMaria A.J., Stetser D.A., Heynau H. Self mode-locking of lasers with saturable absorbers // Applied Physics Letters. 1966. Vol. 8, no. 7. P. 174-176. DOI: [10.1063/1.1754541](https://doi.org/10.1063/1.1754541)
7. Keller U., Miller D.A.B., Boyd G.D., Chiu T.H., Ferguson J.F., Asom M.T. Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber // Optics Letters. 1992. Vol. 17, no. 7. P. 505–507. DOI: [10.1364/OL.17.000505](https://doi.org/10.1364/OL.17.000505)
8. Nakazawa M., Suzuki K., Kubota H., Kimura Y. Self-Q-switching and mode locking in a 1.53-m fiber ring laser with saturable absorption in erbium-doped fiber at 4.2 K // Optics Letters. 1993. Vol. 18, no. 8. P. 613-615. DOI: [10.1364/OL.18.000613](https://doi.org/10.1364/OL.18.000613)
9. Set S.Y., Yaguchi H., Tanaka Y., Jablonski M. Laser Mode Locking Using a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes // Journal of Lightwave Technology. 2004. Vol. 22, no. 1. P. 51-56. DOI: [10.1109/JLT.2003.822205](https://doi.org/10.1109/JLT.2003.822205)
10. Yamashita S., Inoue Y., Maruyama S., Murakami Y., Yaguchi H., Jablonski M., Set S.Y. Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers // Optics Letters. 2004. Vol. 29, no. 14. P. 1581–1583. DOI: [10.1364/OL.29.001581](https://doi.org/10.1364/OL.29.001581)
11. Lazarev V.A., Sazonkin S.S., Pnirov A.B., Tsapenko K.P., Krylov A.A., Obratsova E.D. Hybrid mode-locked ultrashort-pulse erbium-doped fiber laser // Journal of Physics: Conference Series. 2014. Vol. 486, no. 1. Art. no. 012004.
12. Zhenhua Yu, Yonggang Wang, Xiao Zhang, Xinzhen Dong, Jinrong Tian, Yanrong Song. A 66 fs highly stable single wall carbon nanotube mode locked fiber laser // Laser Physics. 2014. Vol. 24, no. 1. Art. no. 015105. DOI: [10.1088/1054-660X/24/1/015105](https://doi.org/10.1088/1054-660X/24/1/015105)
13. Hofer M., Fermann M.E., Haberl F., Ober M.H., Schmidt A.J. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation // Optics Letters. 1991. Vol. 16, no. 7. P. 502-504. DOI: [10.1364/OL.16.000502](https://doi.org/10.1364/OL.16.000502)

14. Tamura K., Haus H.A., Ippen E.P. Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser // Electronics Letters. 1992. Vol. 28, no. 24. P. 2226-2228. DOI: [10.1049/el:19921430](https://doi.org/10.1049/el:19921430)
15. Fermann M.E., Haberl F., Hofer M., Hochreiter H. Nonlinear amplifying loop mirror // Optics Letters. 1990. Vol. 15, no. 13. P. 752-754. DOI: [10.1364/OL.15.000752](https://doi.org/10.1364/OL.15.000752)
16. Duling Irl N. All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror // Optics Letters. 1991. Vol. 16, no. 8. P. 539-541. DOI: [10.1364/OL.16.000539](https://doi.org/10.1364/OL.16.000539)
17. Richardson D.J., Laming R.I., Payne D.N., Phillips M.W. 320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser // Electronics Letters. 1991. Vol. 27, no. 9. P. 730–732. DOI: [10.1049/el:19910454](https://doi.org/10.1049/el:19910454)
18. Doran N.J., Wood D. Nonlinear-optical loop mirror // Optics Letters. 1988. Vol. 13, no.1. P. 56-58. DOI: [10.1364/OL.13.000056](https://doi.org/10.1364/OL.13.000056)
19. Oh Wang-Yuhl, Kim B.Y., Lee Hai-Woong. Passive mode locking of a neodymium-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1996. Vol. 32, no. 2. P. 333-339. DOI: [10.1109/3.481881](https://doi.org/10.1109/3.481881)
20. Ding Ma, Yue Cai, Chun Zhou, Weijian Zong, Lingling Chen, Zhigang Zhang. 37.4 fs pulse generation in an Er:fiber laser at a 225 MHz repetition rate // Optics Letters. 2010. Vol. 35, no. 17. P. 2858–2860. DOI: [10.1364/OL.35.002858](https://doi.org/10.1364/OL.35.002858)
21. Таусенев А.В., Крюков П.Г. Непрерывный фемтосекундный лазер на Er: волокне с диодной накачкой посредством рамановского конвертера // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 2. С. 106-110.
22. Таусенев А.В., Крюков П.Г., Бубнов М.М., Лихачёв М.Е., Романова Е.Ю., Яшков М.В., Хопин В.Ф., Салганский М.Ю. Эффективный источник фемтосекундных импульсов и его использование для генерации широкополосного суперконтинуума // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 7. С. 581-585.
23. Kelly S.M. Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton // Electronics Letters. 1992. Vol. 28, no. 8. P. 806-807. DOI: [10.1049/el:19920508](https://doi.org/10.1049/el:19920508)
24. Nelson L.E., Jones D.J., Tamura K., Haus H.A., Ippen E.P. Ultrashort-pulse fiber ring lasers // Applied Physics B. 1997. Vol. 65, iss. 2. P. 277-294.
25. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 2. С. 95-119.
26. Krylov A.A., Chernysheva M.A., Chernykh D.S., Tupitsyn I.M. A high power MOPA-laser based on a mode-locked thulium-doped fiber oscillator with intracavity dispersion management // Laser Physics. 2013. Vol. 23, no. 4. Art. no. 045108. DOI: [10.1088/1054-660X/23/4/045108](https://doi.org/10.1088/1054-660X/23/4/045108)
27. Ultrafast Lasers: Technology and Applications / ed. by M.E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha. CRC Press, 2002. 800 p.

28. Tang D.Y., Zhao L.M., Wu X., Zhang H. Soliton modulation instability in fiber lasers // Physical Review A. 2009. Vol. 80, no. 2. Art. no. 023806. DOI: [10.1103/PhysRevA.80.023806](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.023806)
29. Prilepsky J.E., Derevyanko S.A., Turitsyn S.K. Conversion of a chirped Gaussian pulse to a soliton or a bound multisoliton state in quasi-lossless and lossy optical fiber spans // Journal of the Optical Society of America B. 2007. Vol. 24, no. 6. P. 1254-1261. DOI: [10.1364/JOSAB.24.001254](https://doi.org/10.1364/JOSAB.24.001254)
30. Turitsyn S.K., Mezentsev V.K., Shapiro E.G. Dispersion-Managed Solitons and Optimization of the Dispersion Management // Optical Fiber Technology. 1998. Vol. 4, iss. 4. P. 384-452. DOI: [10.1006/ofte.1998.0271](https://doi.org/10.1006/ofte.1998.0271)
31. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. 4th ed. Boston: Academic Press, 2007. 529 p.
32. Bednyakova A.E., Babin S.A., Kharenko D.S., Podivilov E.V., Fedoruk M.P., Kalashnikov V.L., Apolonski A. Evolution of dissipative solitons in a fiber laser oscillator in the presence of strong Raman scattering // Optics Express. 2013. Vol. 21, iss. 18. P. 20556-20564. DOI: [10.1364/OE.21.020556](https://doi.org/10.1364/OE.21.020556)
33. Babin S.A., Podivilov E.V., Kharenko D.S., Bednyakova A.E., Fedoruk M.P., Kalashnikov V.L., Apolonski A. Multicolour nonlinearly bound chirped dissipative solitons // Nature Communications. 2014. Vol. 5. Art. no. 4653. DOI: [10.1038/ncomms5653](https://doi.org/10.1038/ncomms5653)
34. Jianfeng Li, Zhijun Yan, Zhongyuan Sun, Hongyu Luo, Yulian He, Zhuo Li, Yong Liu, Lin Zhang. Thulium-doped all-fiber mode-locked laser based on NPR and 45°-tilted fiber grating // Optics Express. 2014. Vol. 22, iss. 25. P. 31020-31028. DOI: [10.1364/OE.22.031020](https://doi.org/10.1364/OE.22.031020)

Ultrashort Generation Regimes in the All-Fiber Kerr Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Ring Laser for Terahertz Pulsed Spectroscopy

V.S. Voropaev^{1,*}, D.A. Dvoreckii¹, S.G. Sazonkin¹,

[*vasek@aport.ru](mailto:vasek@aport.ru)

Zh. N. Rodnova¹, S.O. Leonov¹, V.A. Lazarev¹,

A.B. Pnev¹, V. E. Karasik¹, L.K. Denisov¹

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Keywords: femtosecond fiber laser, mode locking, pulses stability, group velocity dispersion, stretched pulse, classical soliton, terahertz pulse spectroscopy

Many femtosecond engineering applications require for a stable generation of ultrashort pulses. Thus, in the terahertz pulsed spectroscopy a measurement error in the refractive index is strongly dependent on the pulse duration stability with allowable variation of few femtoseconds. The aim of this work is to study the ultrashort pulses (USP) regimes stability in the all – fiber erbium doped ring laser with Kerr mode-locking. The study was conducted at several different values of the total resonator intra-cavity dispersion. Three laser schemes with the intra-cavity dispersion values from -1.232 ps^2 to $+0.008 \text{ ps}^2$ have been studied. In the experiment there were two regimes of generation observed: the stretched pulse generation and ordinary soliton generation. Main attention is focused on the stability of regimes under study. The most stable regime was that of the stretched pulse generation with a spectrum form of sech^2 , possible pulse duration of 490 fs at least, repetition rate of 2.9 MHz, and average output power of 17 mW. It is worth noting, that obtained regimes had characteristics suitable for the successful use in the terahertz pulsed spectroscopy. The results may be useful in the following areas of science and technology: a high-precision spectroscopy, optical frequency standards, super-continuum generation, and terahertz pulsed spectroscopy. The future system development is expected to stabilize duration and repetition rate of the obtained regime of ultra-short pulse generation.

References

1. Lee Y.-S. *Principles of Terahertz Science and Technology*. Springer US, 2009. 352 p. DOI: [10.1007/978-0-387-09540-0](https://doi.org/10.1007/978-0-387-09540-0)
2. Zaytsev K.I., Gavdush A.A., Karasik V.E., Alekhnovich V.I., Nosov P.A., Lazarev V.A., Reshetov I.V., Yurchenko S.O. Accuracy of Sample Material Parameters Reconstruction

- with Terahertz Pulsed Spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 2014, vol. 115, iss. 19, art. no. 193105. DOI: [10.1063/1.4876324](https://doi.org/10.1063/1.4876324)
3. Tsapenko K.P., Lazarev V.A., Leonov S.O., Pnev A.B. Terahertz frequency standard. *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, vol. 486, no. 1, art. no. 012006. DOI: [10.1088/1742-6596/486/1/012006](https://doi.org/10.1088/1742-6596/486/1/012006)
 4. Hargrove L.E., Fork R.L., Pollack M.A. Locking of He–Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Applied Physics Letters*, 1964. vol. 5, no. 1, pp. 4-5. DOI: [10.1063/1.1754025](https://doi.org/10.1063/1.1754025)
 5. Mocker H.W., Collins R.J. Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser. *Applied Physics Letters*, 1965, vol. 7, no.10, pp. 270–273. DOI: [10.1063/1.1754253](https://doi.org/10.1063/1.1754253)
 6. DeMaria A.J., Stetser D.A., Heynau H. Self mode-locking of lasers with saturable absorbers. *Applied Physics Letters*, 1966, vol. 8, no. 7, pp. 174-176. DOI: [10.1063/1.1754541](https://doi.org/10.1063/1.1754541)
 7. Keller U., Miller D.A.B., Boyd G.D., Chiu T.H., Ferguson J.F., Asom M.T. Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber. *Optics Letters*, 1992, vol. 17, no. 7, pp. 505–507. DOI: [10.1364/OL.17.000505](https://doi.org/10.1364/OL.17.000505)
 8. Nakazawa M., Suzuki K., Kubota H., Kimura Y. Self-Q-switching and mode locking in a 1.53-m fiber ring laser with saturable absorption in erbium-doped fiber at 4.2 K. *Optics Letters*, 1993, vol. 18, no. 8, pp. 613-615. DOI: [10.1364/OL.18.000613](https://doi.org/10.1364/OL.18.000613)
 9. Set S.Y., Yaguchi H., Tanaka Y., Jablonski M. Laser Mode Locking Using a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes. *Journal of Lightwave Technology*, 2004, vol. 22, no. 1, pp. 51-56. DOI: [10.1109/JLT.2003.822205](https://doi.org/10.1109/JLT.2003.822205)
 10. Yamashita S., Inoue Y., Maruyama S., Murakami Y., Yaguchi H., Jablonski M., Set S.Y. Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers. *Optics Letters*, 2004, vol. 29, no. 14, pp. 1581–1583. DOI: [10.1364/OL.29.001581](https://doi.org/10.1364/OL.29.001581)
 11. Lazarev V.A., Sazonkin S.S., Pnirov A.B., Tsapenko K.P., Krylov A.A., Obratsova E.D. Hybrid mode-locked ultrashort-pulse erbium-doped fiber laser. *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, vol. 486, no. 1, art. no. 012004.
 12. Zhenhua Yu, Yonggang Wang, Xiao Zhang, Xinzheng Dong, Jinrong Tian, Yanrong Song. A 66 fs highly stable single wall carbon nanotube mode locked fiber laser. *Laser Physics*, 2014, vol. 24, no. 1, art. no. 015105. DOI: [10.1088/1054-660X/24/1/015105](https://doi.org/10.1088/1054-660X/24/1/015105)
 13. Hofer M., Fermann M.E., Haberl F., Ober M.H., Schmidt A.J. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation. *Optics Letters*, 1991, vol. 16, no. 7, pp. 502-504. DOI: [10.1364/OL.16.000502](https://doi.org/10.1364/OL.16.000502)
 14. Tamura K., Haus H.A., Ippen E.P. Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser. *Electronics Letters*, 1992, vol. 28, no. 24, pp. 2226-2228. DOI: [10.1049/el:19921430](https://doi.org/10.1049/el:19921430)

15. Fermann M.E., Haberl F., Hofer M., Hochreiter H. Nonlinear amplifying loop mirror. *Optics Letters*, 1990, vol. 15, no. 13, pp. 752-754. DOI: [10.1364/OL.15.000752](https://doi.org/10.1364/OL.15.000752)
16. Duling Irl N. All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror. *Optics Letters*, 1991, vol. 16, no. 8, pp. 539-541. DOI: [10.1364/OL.16.000539](https://doi.org/10.1364/OL.16.000539)
17. Richardson D.J., Laming R.I., Payne D.N., Phillips M.W. 320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser. *Electronics Letters*, 1991, vol. 27, no. 9, pp. 730–732. DOI: [10.1049/el:19910454](https://doi.org/10.1049/el:19910454)
18. Doran N.J., Wood D. Nonlinear-optical loop mirror. *Optics Letters*, 1988, vol. 13, no.1, pp. 56-58. DOI: [10.1364/OL.13.000056](https://doi.org/10.1364/OL.13.000056)
19. Oh Wang-Yuhl, Kim B.Y., Lee Hai-Woong. Passive mode locking of a neodymium-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1996, vol. 32, no. 2, pp. 333-339. DOI: [10.1109/3.481881](https://doi.org/10.1109/3.481881)
20. Ding Ma, Yue Cai, Chun Zhou, Weijian Zong, Lingling Chen, Zhigang Zhang. 37.4 fs pulse generation in an Er: fiber laser at a 225 MHz repetition rate. *Optics Letters*, 2010, vol. 35, no. 17, pp. 2858–2860. DOI: [10.1364/OL.35.002858](https://doi.org/10.1364/OL.35.002858)
21. Tausenev A.V., Kryukov P.G. Raman-converter-diode-pumped continuous-wave femto-second Er-doped fibre laser. *Kvantovaya elektronika*, 2004, vol. 34, no. 2, pp. 106-110. (English version of journal: *Quantum Electronics*, 2004, vol. 34, no. 2, pp. 106-110. DOI: [10.1070/QE2004v034n02ABEH002592](https://doi.org/10.1070/QE2004v034n02ABEH002592)).
22. Tausenev A.V., Kryukov P.G., Bubnov M.M., Likhachev M.E., Romanova E.Yu., Yashkov M.V., Khopin V.F., Salganskii M.Yu. Efficient source of femtosecond pulses and its use for broadband supercontinuum generation. *Kvantovaya elektronika*, 2005, vol. 35, no. 7, pp. 581-585. (English version of journal: *Quantum Electronics*, 2005, vol. 35, no. 7, pp. 581-585. DOI: [10.1070/QE2005v035n07ABEH006586](https://doi.org/10.1070/QE2005v035n07ABEH006586)).
23. Kelly S.M. Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton. *Electronics Letters*, 1992, vol. 28, no. 8, pp. 806-807. DOI: [10.1049/el:19920508](https://doi.org/10.1049/el:19920508)
24. Nelson L.E., Jones D.J., Tamura K., Haus H.A., Ippen E.P. Ultrashort-pulse fiber ring lasers. *Applied Physics B*, 1997, vol. 65, iss. 2, pp. 277-294.
25. Kryukov P.G. Ultrashort-pulse lasers. *Kvantovaya elektronika*, 2001, vol. 31, no. 2, pp. 95-119. (English version of journal: *Quantum Electronics*, 2001, vol. 31, no. 2, pp. 95-119. DOI: [10.1070/QE2001v031n02ABEH001906](https://doi.org/10.1070/QE2001v031n02ABEH001906)).
26. Krylov A.A., Chernysheva M.A., Chernykh D.S., Tupitsyn I.M. A high power MOPA-laser based on a mode-locked thulium-doped fiber oscillator with intracavity dispersion management. *Laser Physics*, 2013, vol. 23, no. 4, art. no. 045108. DOI: [10.1088/1054-660X/23/4/045108](https://doi.org/10.1088/1054-660X/23/4/045108)
27. Fermann M.E., Galvanauskas A., Sucha G., eds. *Ultrafast Lasers: Technology and Applications*. CRC Press, 2002. 800 p.
28. Tang D.Y., Zhao L.M., Wu X., Zhang H. Soliton modulation instability in fiber lasers. *Physical Review A*, 2009, vol. 80, no. 2, art. no. 023806. DOI: [10.1103/PhysRevA.80.023806](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.023806)

29. Prilepsky J.E., Derevyanko S.A., Turitsyn S.K. Conversion of a chirped Gaussian pulse to a soliton or a bound multisoliton state in quasi-lossless and lossy optical fiber spans. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, vol. 24, no. 6, pp. 1254-1261. DOI: [10.1364/JOSAB.24.001254](https://doi.org/10.1364/JOSAB.24.001254)
30. Turitsyn S.K., Mezentsev V.K., Shapiro E.G. Dispersion-Managed Solitons and Optimization of the Dispersion Management. *Optical Fiber Technology*, 1998, vol. 4, iss. 4, pp. 384-452. DOI: [10.1006/ofte.1998.0271](https://doi.org/10.1006/ofte.1998.0271)
31. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics*. 4th ed. Boston, Academic Press, 2007. 529 p.
32. Bednyakova A.E., Babin S.A., Kharenko D.S., Podivilov E.V., Fedoruk M.P., Kalashnikov V.L., Apolonski A. Evolution of dissipative solitons in a fiber laser oscillator in the presence of strong Raman scattering. *Optics Express*, 2013, vol. 21, iss. 18, pp. 20556-20564. DOI: [10.1364/OE.21.020556](https://doi.org/10.1364/OE.21.020556)
33. Babin S.A., Podivilov E.V., Kharenko D.S., Bednyakova A.E., Fedoruk M.P., Kalashnikov V.L., Apolonski A. Multicolour nonlinearly bound chirped dissipative solitons. *Nature Communications*, 2014, vol. 5, art. no. 4653. DOI: [10.1038/ncomms5653](https://doi.org/10.1038/ncomms5653)
34. Jianfeng Li, Zhijun Yan, Zhongyuan Sun, Hongyu Luo, Yulian He, Zhuo Li, Yong Liu, Lin Zhang. Thulium-doped all-fiber mode-locked laser based on NPR and 45°-tilted fiber grating. *Optics Express*, 2014, vol. 22, iss. 25, pp. 31020-31028. DOI: [10.1364/OE.22.031020](https://doi.org/10.1364/OE.22.031020)