

Волоконный лазерный комплекс, обеспечивающий генерацию частотно-модулированных импульсов с шириной спектра, превышающей ширину линии усиления

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, Д.А.Столяров

Предложена усовершенствованная схема симиляритонного лазера-усилителя с шириной спектра выходного излучения, значительно превышающей ширину линии усиления, в которой для локального повышения пиковой мощности импульса в резонатор введен дополнительный дисперсионный элемент. Предлагаемая схема позволяет уменьшить длительность и повысить пиковую мощность выходного импульса после компрессии.

Ключевые слова: частотно-модулированные импульсы, волоконный лазер, диссипативные солитоны.

В круге задач современной лазерной физики можно выделить важное направление, связанное с разработкой генераторов ультракоротких импульсов излучения высокой пиковой мощности, необходимых в большом числе приложений, – в обработке материалов, в оптической связи, в медицине и т. п. Одним из наиболее распространенных подходов при генерации ультракоротких импульсов является генерация импульсов с широким спектром и линейной частотной модуляцией (чирп) и последующее их сжатие на внешнем компрессоре при компенсации чирпа. В качестве компрессора можно использовать как пару дифракционных решеток или призм, так и оптическое волокно с аномальной дисперсией [1–3].

Перспективными источниками импульсов с широким спектром являются волоконные лазеры с синхронизацией мод и сильной нормальной дисперсией резонатора [4–6]. Преимуществом лазеров этого типа по сравнению с волоконными лазерами – генераторами солитонных импульсов – является высокий порог перехода в режим генерации нескольких импульсов и, соответственно, более высокая энергия отдельного импульса [7]. Следует отметить основные виды этих лазеров: генераторы диссипативных солитонных импульсов, генераторы растянутых диссипативных солитонов, лазеры с самоподобной эволюцией импульса в пассивном волокне. Важно, что такие лазеры могут быть реализованы в диапазоне генерации как волоконных Yb-лазеров (1040–1080 нм) [4–6], так и волоконных Er-лазеров (1530–1600 нм) [8–10].

В последние годы развитие волоконных лазеров с сильной нормальной дисперсией резонатора тесно связано с концепцией так называемых симиляритонных лазеров-усилителей. Отличительным свойством этих лазеров является то, что параметры импульса – ширина спектра, длительность, энергия – сильно меняются при каждом проходе резонатора. Данный подход осуществлен для волоконных лазеров на основе как иттербия [11, 12],

так и эрбия [13]. Активное волокно в этом случае действует как сильный нелинейный аттрактор, в котором короткий начальный импульс трансформируется в импульс параболической формы с линейной частотной модуляцией. Получаемый параболический импульс характеризуется самоподобной эволюцией, что позволяет отнести его к классу симиляритонов [14]. Важным элементом таких лазеров является сильный спектральный фильтр, помещаемый перед активным волокном. Его роль состоит в стабилизации параметров импульса перед усилением, что в итоге позволяет импульсу сближаться с симиляритонной асимптотикой в пределах активного волокна [11, 15].

Симиляритонное распространение импульса при усилении сопровождается экспоненциальным ростом его параметров – длительности, энергии, ширины спектра. Конечная спектральная ширина линии усиления ограничивает спектр симиляритона и длину его распространения в активном волокне. Одним из возможных путей смягчения этого ограничения в оптоволоконных усилителях является использование активных волокон с растущей по длине волокна дисперсией [16, 17]. Альтернативный вариант – получение в активном волокне параболического симиляритона с максимально широким спектром и дальнейшее уширение его спектра в пассивном нелинейном элементе с нормальной дисперсией, например в сильнонелинейном оптическом волокне [18, 19]. Подобная схема симиляритонного лазера-усилителя (рис. 1) была численно и экспериментально рассмотрена в работе [12].

Принцип работы лазера заключается в следующем. При превышении мощностью накачки определенного порогового значения в лазере происходит синхронизация мод и формируется импульс. В стационарном режиме генерации эволюцию импульса в резонаторе можно поэтапно представить следующим образом: 1) усиление малого начального импульса с узким спектром в активном волокне и его трансформация в параболический импульс; 2) дальнейшее уширение спектра вследствие нелинейной фазовой самомодуляции в сильнонелинейном волоконном модуляторе; 3) вывод основной части импульса через устройство вывода; 4) сильная спектральная фильтрация оставшейся в резонаторе части импульса. Вследствие спектрального уширения в сильнонелинейном волокне ширина спектра выходного импульса в несколько раз превы-

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, Д.А.Столяров. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: korbokotam@ Rambler.ru

Поступила в редакцию 30 сентября 2016 г., после доработки – 21 октября 2016 г.

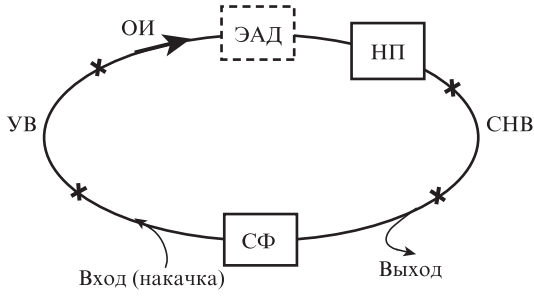


Рис.1. Схема симилиритонного лазера-усилителя с шириной спектра генерируемых импульсов, превышающей ширину линии усиления:

ОИ – оптический изолятор; ЭАД – элемент с аномальной дисперсией; НП – насыщаемый поглотитель; СФ – спектральный фильтр; УВ – усиливающее волокно; СНВ – сильнонелинейное волокно; штриховой линией показан элемент, который предлагается дополнительно ввести в схему. Крестики – точки сварки волокон.

шает как ширину спектра импульса на выходе из активного волокна, так и ширину линии усиления. Выходной импульс демонстрирует высокую линейность частотной модуляции. Эксперимент показывает, что после ее погашения на внешнем компрессионном элементе импульс с энергией около 1 нДж может быть сжат до длительности ~20 фс.

В настоящей работе предлагается дальнейшее усовершенствование схемы симилиритонного лазера-усилителя. Используя тот факт, что активное волокно представляет собой сильный нелинейный аттрактор и обеспечивает стабильную параболическую форму импульса с линейной частотной модуляцией на своем выходе, в резонатор лазера можно ввести дополнительный компрессионный элемент – линию задержки с аномальной дисперсией, локально повышающей пиковую мощность импульса. В качестве этого элемента может использоваться как пара решеток, так и волокно с аномальной дисперсией и малой нелинейностью. На рис.1 этот элемент показан штриховой линией. Рост пиковой мощности импульса сопровождается повышением уровня фазовой самомодуляции в нелинейном волокне, что способствует дальнейшему уширению спектра импульса. Предлагаемый способ по сути является обращением известного метода «усиления chirпированных импульсов», предназначенного для снижения нелинейных искажений в оптоволоконных усилителях и связанного с растяжением усиливаемых импульсов [20].

При описании распространения импульса в волоконных элементах нами использован стандартный подход на основе модифицированного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для комплексной амплитуды $A(z, t)$ [21]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{\beta_2 - i(g/\Omega_g^2)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma|A|^2 A = \frac{g-l}{2} A. \quad (1)$$

Здесь z – продольная координата; t – время в сопутствующей системе координат; β_2 – коэффициент дисперсии групповых скоростей (ДГС); γ – параметр керровской нелинейности волокна; l – потери. Зависимостью ДГС от длины волны, т. е. высшими порядками дисперсии (третьим и выше), а также вкладом высших нелинейностей (дисперсии нелинейности и ВКР) пренебрегается. Это возможно, т. к. длина используемых волоконных элементов не превышает 10 м, при этом длительность импульса на протяжении большей части распространения состав-

ляет несколько пикосекунд. Коэффициент усиления g и дисперсия усиления g/Ω_g^2 , где Ω_g^2 – ширина линии усиления, отличны от нуля только в активном волокне, при этом насыщенное усиление

$$g = g_0 \left[1 + \frac{1}{E_{sat}} \int |A(z, t)|^2 dt \right]^{-1} \quad (2)$$

определяется коэффициентом усиления малого сигнала g_0 и энергией насыщения E_{sat} .

В рассматриваемой модели в качестве пассивного сильнонелинейного волокна предлагается использовать волокно с уменьшающейся по длине ДГС. В этом волокне коэффициент нормальной ДГС уменьшается по гиперболическому закону:

$$\beta_{2HNLF} = \frac{\beta_{20HNLF}}{1 + \theta z},$$

где θ – декремент уменьшения ДГС. Как известно, прохождение подобного волокна импульсом эквивалентно его распространению в активном волокне с коэффициентом усиления $g = \theta$ [22]. Таким образом, в резонаторе создается второй нелинейный аттрактор, в котором импульс асимптотически приобретает вид параболического симилиритона с линейной частотной модуляцией. Высокий коэффициент нелинейности γ_{HNLF} и локальное повышение пиковой мощности импульса способствуют ускорению этой асимптотической сходимости.

Сосредоточенные элементы вводятся в модель при помощи функций передачи T . Функции передачи дисперсионной линии задержки с аномальной дисперсией β_{2r} ($T_{DDL} = \beta_{2r} \Omega^2/2$) и спектрального фильтра с гауссовым профилем и шириной Ω_f ($T_f = \exp[-\Omega^2/(2\Omega_f^2)]$) связывают фурье-образы импульса $\hat{A}_f(\Omega) = T \hat{A}_i(\Omega)$, где $\Omega = \omega - \omega_0$; ω_0 – несущая частота. Функция передачи выходного ответвителя представляет собой просто коэффициент прохождения T_c части импульса в резонатор: $A_f(t) = T_c A_i(t)$.

Одной из проблем, характерных для лазеров с пассивной синхронизацией мод, является переход в режим генерации нескольких импульсов в резонаторе при увеличении накачки. Очевидный негативный эффект этого явления состоит в снижении энергии отдельного импульса [23]. В предлагаемой схеме были рассмотрены два варианта насыщающегося поглотителя. Первый – стандартный быстронасыщающийся поглотитель, действие которого описывается коэффициентом нелинейного поглощения

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + |A|^2/P_s}, \quad (3)$$

где P_s – мощность насыщения; α_0 – глубина модуляции. Второй вариант предполагает использование пары связанных симметричных волокон (или двухсердцевинного волокна) длиной L с коэффициентом связи $\sigma = \pi/(2L)$ [24, 25]. Распространение импульса в такой структуре описывается системой уравнений типа НУШ:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} - i \frac{\beta_{2j}}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + i\gamma_j |A_j|^2 A_j = i\sigma A_{3-j} - \frac{l_j}{2} A_j, j = 1, 2. \quad (4)$$

Начальные условия состоят в том, что импульс попадает в одно из связанных волокон (условно $j = 1$), выйдя

из которого он вновь попадает в резонатор; излучение из второго волокна выводится из резонатора. Симметричность структуры подразумевает равенство параметров ДГС ($\beta_{2j} = \beta_{2SA}$), нелинейности ($\gamma_j = \gamma_{SA}$) и потерь ($l_j = l_{SA}$) для связанных волокон. Эффект насыщающегося поглощения в этом случае возникает вследствие нелинейного сдвига фаз, препятствующего переходу излучения в линейно связанное волокно.

Проведенный анализ показал, что при уровне усиления, соответствующем генерации импульсов с энергией в несколько наноджоулей, в случае быстронасыщающегося поглотителя (3) одноимпульсный режим сохраняется только при большой глубине модуляции, $\alpha_0 \rightarrow 1$, что свидетельствует о непригодности для решения нашей задачи полупроводниковых насыщающихся поглотителей, обладающих значительно меньшей глубиной модуляции. В то же время насыщающийся поглотитель на основе связанных волокон (4) продемонстрировал при тех же параметрах способность поддерживать одноимпульсный режим генерации. Это говорит о перспективности использования подобных насыщающихся поглотителей на основе нелинейного вращения поляризации во многом схож по механизму с рассмотренным нами вторым вариантом. Таким образом, можно полагать, что этот вариант также является многообещающим с точки зрения обеспечения одноимпульсного режима генерации при значительных энергиях импульса.

Численное моделирование показывает, что для предлагаемой схемы в широком диапазоне параметров существует устойчивое решение в виде одиночного импульса, распространяющегося в резонаторе лазера. Важно отметить, что параметры импульса при проходе резонатора сильно меняются. Рассмотрим эти изменения для одного из наборов параметров системы, представленного ниже.

Параметры активного волокна

L (м)10
β_2 (пс ² ·км ⁻¹)20
γ (Вт ⁻¹ ·км ⁻¹)	3
g_0 (м ⁻¹)	0.5
E_{sat} (нДж)	3
Ω_s (пс ⁻¹)	9 или 18

Параметры сильнонелинейного волокна с уменьшающейся ДГС и линии задержки

L_{DDF} (м)10
β_{20HNLf} (пс ² ·км ⁻¹)40
γ_{HNLf} (Вт ⁻¹ ·км ⁻¹)	8
θ (м ⁻¹)	0.5
l_{HNLf} (нДж)	0.001
β_{2r} (пс ²)	-0.09 или -0.0975

Параметры волоконного насыщающегося поглотителя, спектрального фильтра и выходного ответвителя

L_{SA} (м)	1.5
β_{2SA} (пс ² ·км ⁻¹)20
γ_{SA} (Вт ⁻¹ ·км ⁻¹)	3
l_{SA} (м ⁻¹)	0.001
Ω_f (пс ⁻¹)	1.5
T_c	0.3

Рассматриваемый подход универсален в отношении рабочей длины волны, тем не менее ширины линии усиления и полосы фильтрации удобно выразить через центральную длину волны λ_0 , на которой работает лазер: $\Delta\lambda = \Omega_g \lambda_0^2 / (2\pi c)$. Для Er-лазеров ($\lambda_0 = 1.55$ мкм) параметр Ω_g соответствует ширине линии усиления на полувысоте, составляющей 16 или 32 нм, а Ω_f – ширине фильтра на полувысоте 3.2 нм. В свою очередь для Yb-лазеров ($\lambda_0 = 1.06$ мкм) эти величины равны 7.5, 15 и 1.5 нм соответственно.

На рис.2 представлено изменение огибающей импульса при его распространении в резонаторе в стационарном режиме генерации в случае $\Omega_g = 9$ пс⁻¹ и $\beta_{2r} = -0.09$ пс². Видно, что при прохождении активного волокна импульс приобретает форму, близкую к параболической, которая незначительно изменяется в насыщающемся поглотителе. Импульс обладает сильным линейным чирпом, при гашении которого в дисперсионной линии задержки происходит компрессия импульса и сильно возрастает пиковая мощность (до десятков киловатт). Далее импульс при прохождении сильнонелинейного волокна с уменьшающейся нормальной ДГС вновь приобретает форму, близкую к параболической (см. вставку на рис.2,б). Важным является то, что высокая пиковая мощность обеспечивает сильную ФСМ и ускоренное уширение спектра импульса. После вывода основной части импульса из резонатора и сильной спектральной фильтрации форма импульса вновь приближается к гауссовой.

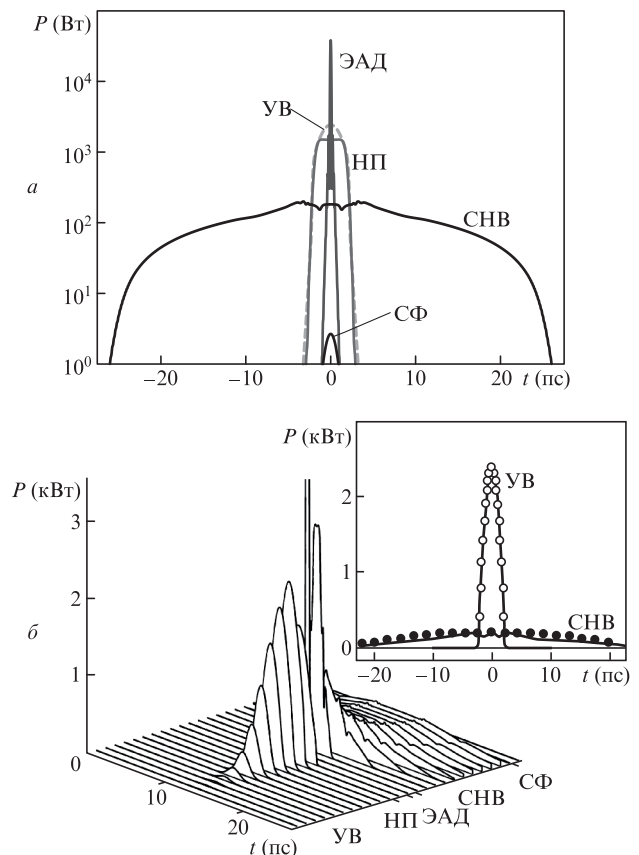


Рис.2. Стационарный режим генерации. Форма импульса после прохождения различных элементов резонатора (см. рис.1) (а), а также эволюция импульса за один проход резонатора (б). На вставке: форма импульса после прохождения активного волокна и сильнонелинейного волокна, точками показаны параболические огибающие $|A(t)|^2 = P(1 - (t/\tau)^2)$, $|t| < \tau$.

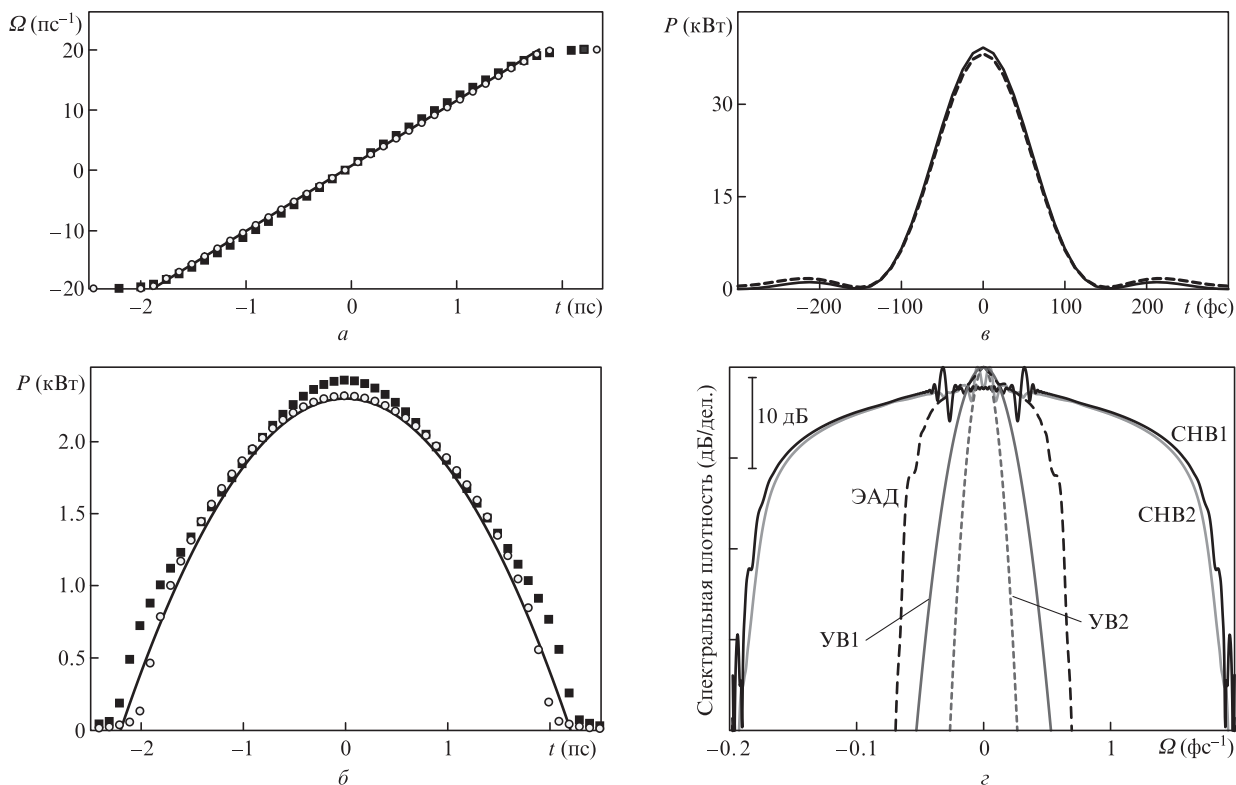


Рис.3. Мгновенная частота (а) и огибающие импульса (б) после прохождения активного волокна (кружки соответствуют ширине линии усиления $\Omega_g = 18 \text{ пс}^{-1}$, квадраты – $\Omega_g = 9 \text{ пс}^{-1}$, сплошными кривыми показаны линейная зависимость частотной модуляции (а) и параболическая огибающая (б)); в – огибающие импульса после прохождения дисперсионной линии задержки (сплошная кривая соответствует ширине линии усиления $\Omega_g = 18 \text{ пс}^{-1}$ и $\beta_{2r} = -0.0975 \text{ пс}^2$, штриховая – $\Omega_g = 9 \text{ пс}^{-1}$ и $\beta_{2r} = -0.09 \text{ пс}^2$); г – нормированные на максимальные значения спектры импульса после прохождения сильнонелинейного волокна, а также линия усиления и возможный спектр импульса после прохождения сильнонелинейного неоднородного волокна в отсутствие дисперсионной линии задержки (цифра 1 соответствует ширине линии усиления $\Omega_g = 18 \text{ пс}^{-1}$ и $\beta_{2r} = -0.0975 \text{ пс}^2$, цифра 2 – $\Omega_g = 9 \text{ пс}^{-1}$ и $\beta_{2r} = -0.09 \text{ пс}^2$).

Наличие в резонаторе дисперсионной линии задержки позволяет также осуществлять определенную подстройку параметров резонатора для генерации максимально широкого спектра. На рис.3,а, б показаны огибающие и зависимости частотной модуляции импульса лазера после прохождения активного волокна для двух различных значений ширины линии усиления. Как и следовало ожидать, в случае более широкой линии огибающая импульса ближе к параболической форме. Во втором случае можно отметить достаточно существенные отклонения, связанные, в основном, с большим усилением центральной части спектра импульса. Тем не менее, подбирая параметр аномальной дисперсии β_{2r} ($\beta_{2r} = -0.0975 \text{ пс}^2$ для ширины линии $\Omega_g = 18 \text{ пс}^{-1}$ и $\beta_{2r} = -0.09 \text{ пс}^2$ для ширины линии $\Omega_g = 9 \text{ пс}^{-1}$), благодаря хорошей линейности частотной модуляции можно осуществить качественную компрессию импульса в дисперсионной линии задержки. Как показывают рис.3,в, г, подобная оптимизация параметров позволяет добиться высоких пиковых мощностей импульса после дисперсионной линии задержки и в итоге – значительного уширения выходного спектра импульса.

Сравнивая результаты моделирования при наличии и в отсутствие линии задержки (рис.3,г), можно видеть, что ее использование позволяет в несколько раз увеличить ширину выходного спектра. Выходной импульс после погашения чирпа может быть существенно сжат на внешнем дисперсионном элементе. При этом следует отметить, что в реальном эксперименте помимо главного вклада в частотную модуляцию, связанного с линейным чирпом, бу-

дет необходимо учитывать вклады следующих порядков, неизбежно возникающие из-за вклада высших дисперсий. Для их коррекции существуют различные методы, например многофотонное межимпульсное интерференционное сканирование [12, 26]. После коррекции фазы компрессия должна обеспечить достижение длительностей импульса в десятки фемтосекунд и менее, а также пиковых мощностей в сотни киловатт.

Таким образом, в работе предложена усовершенствованная схема симиляритонного лазера-усилителя с шириной выходного спектра, значительно превышающей ширину линии усиления. Усовершенствование заключается во введении в резонатор дисперсионной линии задержки для локального повышения пиковой мощности импульса и представляет собой обращение известного метода «усиления чирпированных импульсов». Предлагаемая схема позволяет существенно увеличить ширину выходного спектра импульса и добиться снижения длительности выходного импульса после компрессии. Использование предлагаемой схемы не ограничено задачей генерации ультракоротких импульсов. Ее применение также возможно и для генерации когерентного суперконтинуума.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 16-42-02012).

- Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Stolen R.H., Tomlinson W.J. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 761 (1982).
- Tomlinson W.J., Stolen R.H., Shank C.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **1** (2), 139 (1984).

3. Smirnov S., Kobtsev S., Kukarin S. *Opt. Express*, **23** (4), 3914 (2015).
4. Renninger W.H., Chong A., Wise F.W. *Opt. Lett.*, **33**, 3025 (2008).
5. Ortac B., Plötner M., Schreiber T., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Express*, **15**, 15595 (2007).
6. Ilday F.O., Buckley J.R., Clark W.G., Wise F.W. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 213902 (2004).
7. *Fiber Lasers*. O.G.Okhotnikov (ed.) (Wiley-VCH, 2012).
8. Yan D., Li X., Zhang S., Han M., Han H., Yang Z. *Opt. Express*, **24**, 739 (2016).
9. Krylov A.A., Sazonkin S.G., Lazarev V.A., Dvoretzkiy D.A., Leonov S.O., Pnev A.B., Karasik V.E., Grebenyukov V.V., Pozharov A.S., Obraztsova E.D., Dianov E.M. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 065001 (2015).
10. Tang Y., Liu Z., Fu W., Wise F.W. *Opt. Lett.*, **41**, 2290 (2016).
11. Renninger W.H., Chong A., Wise F.W. *Phys. Rev. A*, **82**, 021805 (2010).
12. Chong A., Liu H., Nie B., Bale B.G., Wabnitz S., Renninger W.H., Dantus M., Wise F.W. *Opt. Express*, **20**, 14213 (2012).
13. Liu H., Liu Z., Lamb E.S., Wise F. *Opt. Lett.*, **39**, 1019 (2014).
14. Fermann M., Kruglov V., Thomsen B., Dudley J., Harvey J. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 6010 (2000).
15. Bale B.G., Wabnitz S. *Opt. Lett.*, **35**, 2466 (2010).
16. Korobko D., Okhotnikov O., Sysolyatin A., Yavtushenko M., Zolotovskii I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 582 (2013).
17. Zolotovskii I., Korobko D., Sementsov D. *Phys. Wave Phenomena*, **21**, 110 (2013).
18. Inoue T., Namiki S. *Las. Photon. Rev.*, **2** (1), 83 (2008).
19. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Stoliarov D.A., Sysolyatin A.A., Zolotovskii I.O. *J. Lightwave Technol.*, **33** (17), 3643 (2015).
20. Galvanauskas A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **7** (4), 504 (2001).
21. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
22. Hirooka T., Nakazawa M. *Opt. Lett.*, **29**, 498 (2004).
23. Shtyrina O., Fedoruk M., Turitsyn S., Herda R., Okhotnikov O. *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, 346 (2009).
24. Walton D.T., Winful H.G. *Opt. Lett.*, **18**, 720 (1993).
25. Proctor J., Kutz J.N. *Opt. Express*, **13**, 8933 (2005).
26. Coello Y., Lozovoy V.V., Gunaratne T.C., Xu B., Borukhovich I., Tseng C.-H., Weinacht T., Dantus M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 140 (2008).