

УДК 681.7.068 535

Моделирование генерации ультракоротких импульсов в полностью волоконном кольцевом эрбиевом лазере с высоконелинейным резонатором

© 2020 г. **А. В. ВЕРБИЦКИЙ***, АСПИРАНТ; **Д. А. ДВОРЕЦКИЙ****, КАНД. ТЕХН. НАУК;
С. Г. САЗОНКИН**, КАНД. ТЕХН. НАУК; **И. О. ОРЕХОВ****, АСПИРАНТ;
Я. Ж. ОСОСКОВ***, АСПИРАНТ; **А. Б. ПНЁВ****, КАНД. ТЕХН. НАУК;
Л. К. ДЕНИСОВ**, ДОКТОР ТЕХН. НАУК; **В. Е. КАРАСИК****, ДОКТОР ТЕХН. НАУК

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург

**Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва

***Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, Москва

E-mail: verbitskiy1995@gmail.com

Поступила в редакцию 07.11.2019

DOI:10.17586/1023-5086-2020-87-03-56-65

Проведено математическое моделирование генерации ультракоротких импульсов в полностью волоконном кольцевом эрбиевом лазере с высоконелинейным резонатором. Показано, что в высоконелинейном волоконном резонаторе развивается генерация ультракоротких импульсов с характеристиками как растянутых импульсов, так и солитонов. В процессе математического анализа получена эволюция длительности, энергии и спектральной ширины ультракоротких импульсов в волоконном лазере. Показано, что в высоконелинейном резонаторе ультракороткий импульс имеет минимальную длительность порядка 200 фс, максимальную ширину спектра по полувысоте порядка 17 нм и максимальную энергию порядка 180 пДж. Проведена верификация полученных результатов моделирования путем их сравнения с экспериментальными данными.

Ключевые слова: : математическая модель, синхронизация мод, волоконный лазер, высоконелинейный резонатор, ультракороткие импульсы, солитон.

Коды OCIS: 140.7090, 320.7090, 190.4370

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что волоконные лазеры ультракоротких импульсов (УКИ) используются для микрообработки материалов, изготовления микро- и наноструктур, в частотной метрологии и в других областях [1–3]. Данный факт обусловлен способностью этих лазеров генерировать импульсы высокой пиковой мощности и энергии, а также стабильностью выходных характеристик [4].

Стоит отметить, что одним из основополагающих методов получения УКИ является пассивная синхронизация мод (СМ). При этом

надежным способом ее запуска является механизм нелинейной эволюции поляризации (НЭП) в волоконном резонаторе. Однако в случае использования механизма НЭП возникают нелинейные процессы в резонаторе со сложной динамикой развития генерации УКИ. Для их учета при разработке волоконного лазера УКИ применяется математическое моделирование развития генерации. Известно, что математическое моделирование расширяет возможности проектирования волоконных лазеров УКИ путем демонстрации новых режимов генерации, которые могут не наблю-

даться в эксперименте [5]. При реализации НЭП в качестве математических моделей распространения УКИ используются различные модификации уравнения Гинзбурга–Ландау [5–9], нелинейного уравнения Шрёдингера [6, 7, 10–14], вариационная модель [7, 15], отображение Пуанкаре [7, 15] и др. Данные модели могут иметь как аналитические решения (ряд частных случаев уравнения Гинзбурга–Ландау), так и только численные решения, которые можно получить с помощью метода расщепления Фурье по физическим факторам (SSFM – *split-step Fourier method*), итерационных алгоритмов и др. Выбор математической модели определяется компонентами волоконного лазера, влиянием дисперсии на генерацию УКИ, нелинейностью лазерного резонатора и требуемой точностью решения.

В работе впервые получено решение нелинейного уравнения для генерации УКИ в высоконелинейном резонаторе полностью волоконного кольцевого эрбиевого лазера с механизмом синхронизации мод на основе НЭП, а также проведена верификация созданной математической модели путем сравнения численных и экспериментальных результатов.

1. МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПОЛНОСТЬЮ ВОЛОКОННОМ КОЛЬЦЕВОМ ЭРБИЕВОМ ЛАЗЕРЕ С ВЫСОКОНЕЛИНЕЙНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Разработанная математическая модель описывает генерацию УКИ в полностью волоконном фемтосекундном кольцевом эрбиевом лазере с пассивной СМ на основе НЭП. Структурная схема математической модели волоконного лазера УКИ представлена на рис. 1.

В математической модели волоконного лазера УКИ пассивные волокна № 1, 2 и 4 являются аналогами волокна SMF-28 (*Corning, USA*). Тест-сигнал заменяет спонтанное излучение, которое инициирует лазерную генерацию. Насыщающийся поглотитель (НП) играет роль совместного действия контроллеров поляризации и изолятора-поляризатора в экспериментальной установке. Пассивное волокно № 3 заменяет высоконелинейное германосиликатное волокно. Активное волокно является аналогом активного эрбиевого волокна (Er^{3+}). Источник накачки обладает параметрами

и характеристиками лазерного диода накачки в макетном образце волоконного лазера УКИ. Фильтр активной среды заменяет спектр усиления активного эрбиевого волокна. Дисперсионный элемент используется для учета дисперсии третьего порядка. Ответитель обладает параметрами оптического ответителя в экспериментальной установке.

В математической модели волоконного лазера УКИ вместо участка волокна SMF-28 длиной приблизительно 13 м используются 2 пассивных волокна (№ 1 и № 2). Это сделано для того чтобы можно было ввести тест-сигнал с нулевым чирпом в середину волокна SMF-28, поскольку известно, что в режиме растянутых импульсов УКИ обладает нулевым чирпом в середине пассивного и активного волокон [2].

Основные параметры математической модели лазерного резонатора для проведения моделирования генерации УКИ приведены в таблице.

В математической модели эволюция медленно меняющейся амплитуды УКИ в пассивных и активном волокнах описывается с помощью обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ) [6]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + i\gamma |A|^2 A + \hat{g}A - \frac{\alpha}{2} A, \quad (1)$$

где A — медленно меняющаяся амплитуда УКИ, z — пространственная координата, T — время, измеряемое в системе отсчета, движущейся с импульсом с его групповой скоростью $v_g(T = t - z/v_g)$, β_2 — дисперсия второго порядка, β_3 — дисперсия третьего порядка, γ — нелинейный параметр, \hat{g} — оператор, описывающий насыщение усиления и насыщение фильтрации, α — потери внутри резонатора.

Для математического описания действия дискретных элементов волоконного лазера — НП и ответителя, используются коэффициенты пропускания [6].

Коэффициент пропускания НП на основе НЭП описывается упрощенной передаточной функцией $T(t)$

$$T(t) = \{1 - q[t, P(t)]\}, \quad (2)$$

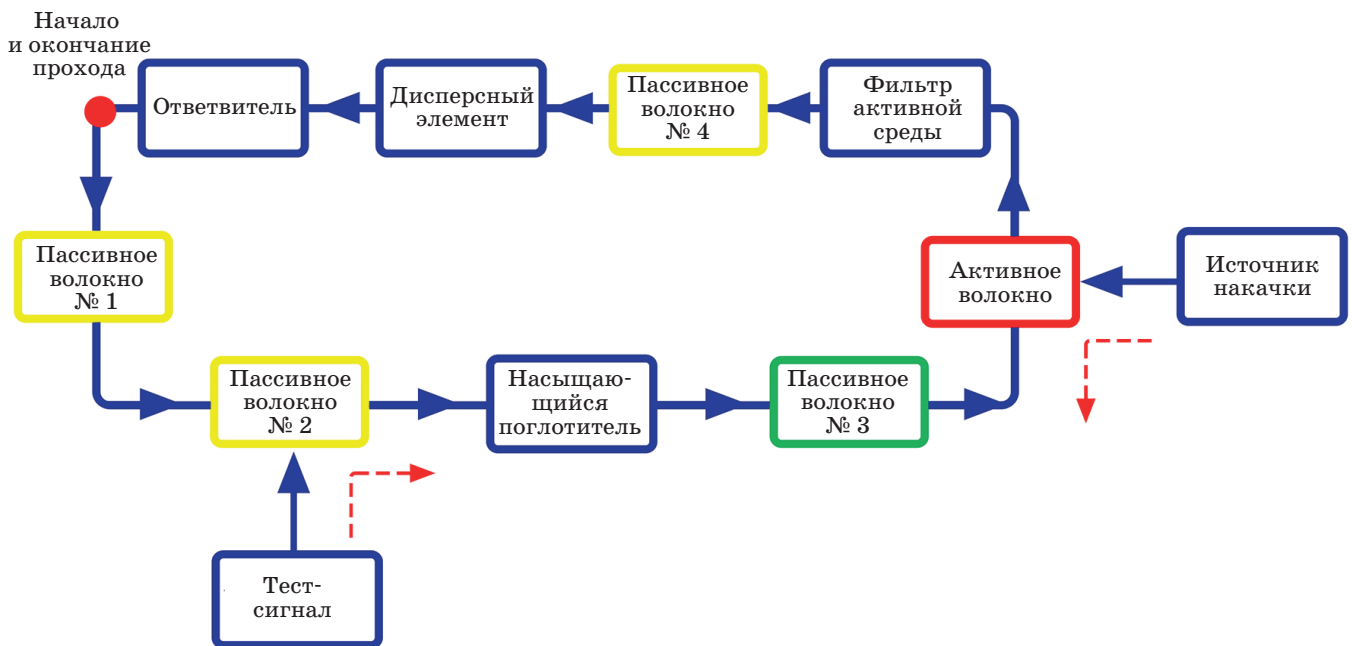


Рис. 1. Структурная схема математической модели волоконного лазера УКИ.

Основные параметры математической модели лазерного резонатора для проведения моделирования генерации УКИ

Параметр	Значение
<u>Длина волокна</u>	
пассивное волокно № 1 (SMF-28) — $L_{SMF-28-1}$, м	6,35
пассивное волокно № 2 (SMF-28) — $L_{SMF-28-2}$, м	6,35
пассивное волокно № 3 (HNLF) — L_{HNLF} , м	1,53
пассивное волокно № 4 (SMF-28) — $L_{SMF-28-3}$, м	0,74
активное волокно (Er^{3+}) — L_A , м	3,28
<u>Дисперсия групповых скоростей</u>	
SMF-28 — β_{2_SMF-28} , пс ² /м	-0,022
HNLF — β_{2_HNLF} , пс ² /м	0,128
Er^{3+} — β_{2_A} , пс ² /м	0,022
<u>Нелинейный показатель преломления</u>	
SMF-28 — n_{2_SMF-28} , м ² /Вт	$2,24 \times 10^{-20}$
Er^{3+} — n_{2_A} , м ² /Вт	$2,24 \times 10^{-20}$
HNLF — n_{2_HNLF} , м ² /Вт	$3,63 \times 10^{-20}$
<u>Числовая апертура</u>	
SMF-28 — NA_core_SMF-28	0,14
HNLF — NA_core_HNLF	0,23
Er^{3+} — NA_core_A	0,22
<u>Эффективная площадь моды</u>	
SMF-28 — A_{eff_SMF-28} , мкм ²	20,1
HNLF — A_{eff_HNLF} , мкм ²	24,3
Er^{3+} — A_{eff_A} , мкм ²	44,1
Длина волны излучения генерации — l_s , нм	1570

Окончание таблицы

Параметр	Значение
Диаметр модового поля генерации — w_s , мкм	5,3
Коэффициент поглощения активного волокна (Er^{3+}) — abs_980 , дБ/м	14
Спектральная ширина фильтра активной среды df_filter , нм	30
Форма спектра фильтра активной среды	гауссоида
Длина волны излучения накачки — l_p , нм	980
Мощность накачки — P_{pump} , мВт	34,5
Диаметр модового поля накачки — w_p , мкм	3,08
Мощность насыщения НП — P_{sat} , кВт	0,5
Глубина модуляции НП — l_abs	0,85
Суммарная хроматическая дисперсия 3-го порядка внутри резонатора — $D3$, пс ³	0,00142
Коэффициент пропускания ответвителем излучения генерации — T_c	0,2
<u>Тест-сигнал</u>	
вид	одиночный импульс гауссоида
форма	гауссоида
энергия — E_0 , пДж	10
длительность — t_0 , пс	1
чирп — $chirp$, ГГц/пс	0

где мощность входного импульса $P(t)$ определяется как

$$P(t) = |A(t)|^2, \quad (3)$$

а функция $q(t)$ может быть найдена из уравнения

$$q(t) = \frac{q_0}{1 + |A(t)|^2 / P_{\text{sat}}}, \quad (4)$$

где q_0 — глубина модуляции НП, P_{sat} — мощность насыщения НП (мощность УКИ, при которой $q(t)$ уменьшается в 2 раза).

Данная модель является упрощенной моделью НП для случая мгновенного насыщения (быстрый НП) [7].

После прохождения через ответвитель мощность поля на выходе из лазерного резонатора имеет вид

$$P_{\text{out}} = T_c P_{\text{in}}, \quad (5)$$

где P_{in} — мощность поля перед ответвителем, T_c — коэффициент пропускания ответвителем излучения генерации, P_{out} — мощность полного поля, выходящая из резонатора.

При этом после прохождения через ответвитель в лазерном резонаторе остается часть оптической мощности P_{cavity}

$$P_{\text{cavity}} = (1 - T_c) P_{\text{in}}. \quad (6)$$

Отметим, что основной сложностью при моделировании генерации УКИ является решение НУШ. Нелинейная природа этого уравнения не позволяет найти его аналитическое решение, в связи с этим используются численные методы. Особенностью численных методов является необходимость задания начального приближения в виде тест-сигнала с определенными параметрами (см. таблицу).

В данной работе для решения НУШ применяется SSFM [16]. Суть SSFM заключается в следующем: рассматриваются действия дифференциального и нелинейного операторов на распространение УКИ в волоконном световоде. Для этого необходимо решить уравнение вида

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\check{D} + \check{N})A, \quad (7)$$

где \check{D} и \check{N} — дифференциальный и нелинейный операторы соответственно.

Влияние нелинейности показателя преломления, насыщения усиления и фильтрации учитываются в нелинейном операторе, а дисперсионные эффекты и потери описываются дифференциальным оператором.

В методе SSFM приближенное решение получают, предполагая, что при распространении оптического поля на малое расстояние h в световоде нелинейные и дисперсионные эффекты действуют независимо, а именно — распространение от точки z к точке $z + h$ описывается в два последовательных шага. При этом начальные значения для задачи на очередном шаге распространения берутся из решения задачи на предыдущем шаге [17].

Математическая модель волоконного лазера УКИ реализована с помощью коммерческой программы RP Fiber Power V5 (<https://www.rp-photonics.com/fiberpower>).

Для получения устойчивой генерации УКИ в высоконелинейном резонаторе в ходе математического моделирования проводился подбор мощности накачки, мощности насыщения НП и глубины модуляции НП, так как для описания НЭП использовался быстрый НП [14].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ГЕНЕРАЦИИ УКИ

В результате математического моделирования получен режим генерации в виде одиночного импульса. Параметры накачки и НП для этого режима приведены в таблице.

На рис. 2 представлены полученные в процессе моделирования формы входного и выходного УКИ (после 100 обходов резонатора лазерным излучением) во временной и в спектральной областях.

Мощность импульса на входе (кривая 1, рис. 2а) во временной области задается функцией Гаусса. Мощность импульса на выходе (кривая 2, рис. 2а) аппроксимируется функцией $\text{sech}^2(x)$ (кривая 3, рис. 2а) и функцией Гаусса (кривая 4, рис. 2а). Спектральная плотность энергии на входе (кривая 1, рис. 2б) также имеет гауссову зависимость от длины волны. Выходная спектральная плотность энергии (кривая 2, рис. 2б) лучше всего аппроксимируется функцией Гаусса (кривая 3, рис. 2б), что говорит о генерации растянутых УКИ [2].

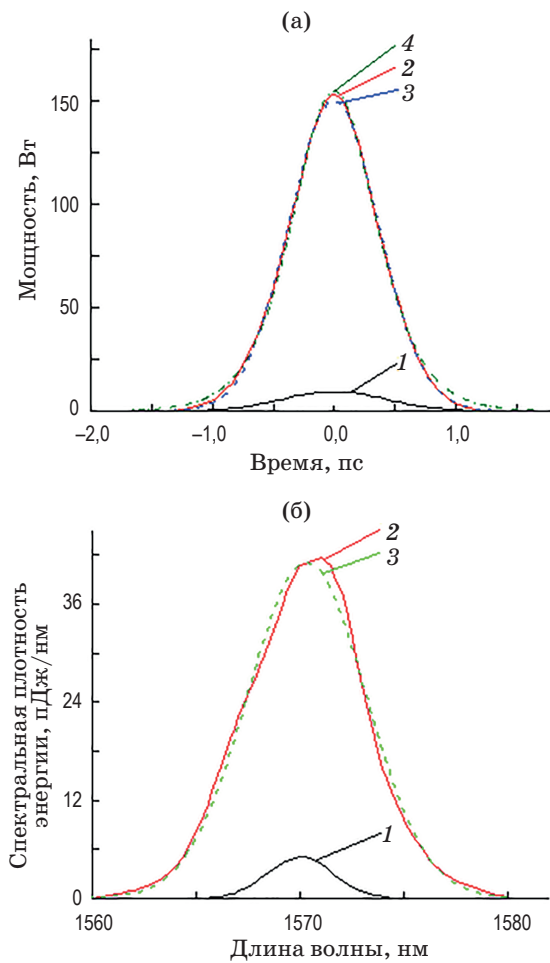


Рис. 2. Формы входного и выходного УКИ (после 100 обходов резонатора лазерным излучением) во временной области (а): 1 — мощность импульса на входе, 2 — мощность импульса на выходе, 3 — аппроксимация функцией Гаусса, 4 — аппроксимация функцией $\text{sech}^2(x)$; и в спектральной области (б): 1 — спектральная плотность энергии на входе, 2 — спектральная плотность энергии на выходе, 3 — аппроксимация функцией Гаусса.

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования эволюции внутрирезонаторных параметров излучения генерации.

Длительность входного импульса возрастает в 2,5 раза на 3-ем обходе резонатора лазерным излучением и имеет максимальное значение 2,5 пс, но затем резко сокращается в 3 раза и испытывает колебания относительно значения 0,8 пс, которые становятся незначительными после $N \approx 20$ обходов резонатора (рис. 3а). Энергия входного импульса возрастает приблизительно в 60 раз и имеет пиковое значение 0,65 нДж на $N \approx 2$ обходе резонатора лазерным излучением, но затем

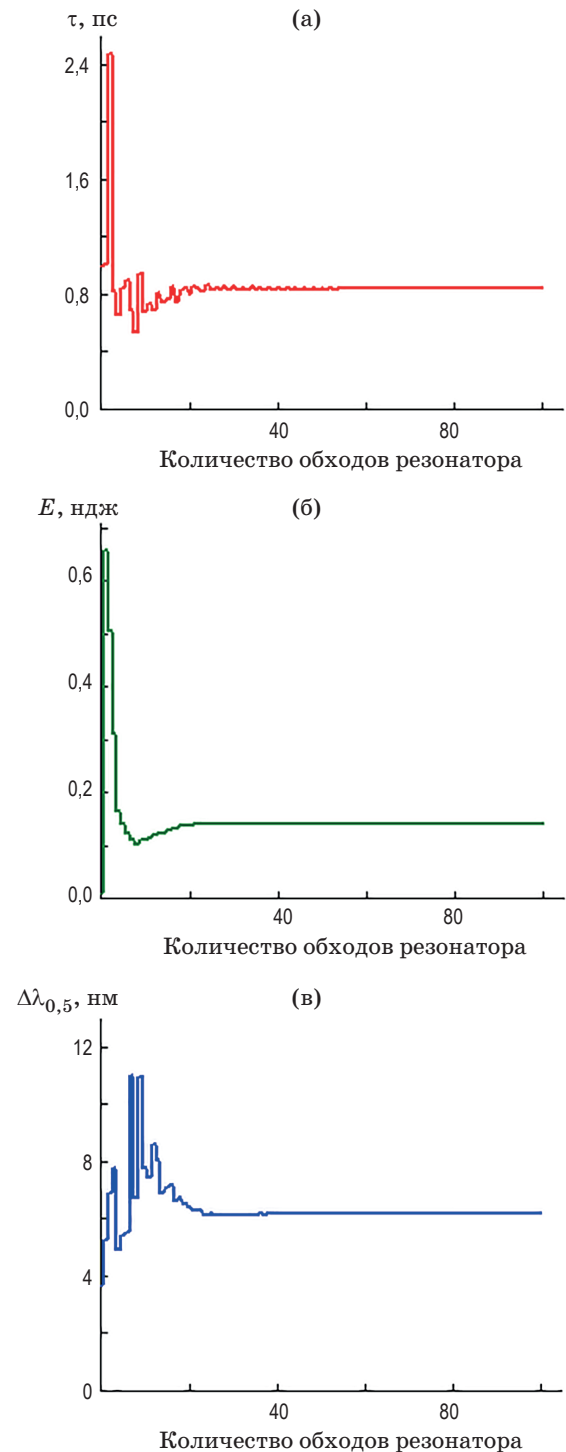


Рис. 3. Результаты численного моделирования эволюции длительности τ (а), энергии E (б) и спектральной ширины импульса по уровню 0,5 (в).

уменьшается до 0,14 нДж и остается практически неизменной после 20-го обхода (рис. 3б). Спектральная ширина импульса по уровню 0,5 колеблется в пределах от 4 до 11 нм на первых 10 обходах резонатора лазерным излучением,

а после 20-го обхода испытывает лишь незначительные изменения на уровне 6 нм (рис. 3в). Таким образом, в процессе моделирования прослеживается быстрая эволюция внутрирезонаторных параметров излучения генерации УКИ, что может быть вызвано действием НП и высоконелинейного волокна HNLF в составе модели волоконного лазера УКИ. Данный эффект также наблюдался в работе [9].

На рис. 4 представлена полученная в процессе моделирования эволюция параметров УКИ в высоконелинейном резонаторе за 1 обход лазерным излучением в режиме устойчивой генерации ($N > 20$).

При распространении УКИ его длительность изменяется примерно в 6 раз в пассив-

ных волокнах SMF-28 (кривые 1, 2 и 6 рис., 4а), сокращается приблизительно на 10% при прохождении импульсом НП (кривая 3, рис. 4а), имеет минимальное значение порядка 750 фс в пассивном волокне HNLF (кривая 4, рис. 4а) и возрастает в активном эрбиевом волокне до порядка 1000 фс (кривая 5, рис. 4а). Интересно, что спектральная ширина импульса по уровню 0,5 сначала возрастает приблизительно в 3 раза в волокне SMF-28 (кривая 1, рис. 4б), а потом уменьшается до уровня 5 нм в следующем волокне SMF-28 (кривая 2, рис. 4б) и затем не изменяется при распространении импульса по резонатору (кривые 3–6, рис. 4б).

Интересно, что динамика изменения длительности (рис. 4а) и спектральной ширины импульса (рис. 4б) в волокнах SMF-28 характерна для режима растянутых импульсов при распространении УКИ в дисперсионно управляемом лазере [6]. Стоит отметить, что такая эволюция длительности и спектральной ширины импульса вызвана преобладанием дисперсионных свойств волокна над нелинейностью в нем. Однако динамика изменения спектральной ширины импульса в волокне HNLF (рис. 4б) отличается от динамики, характерной для режима растянутых импульсов, что может быть вызвано наличием значительной нелинейности в этом волокне.

При исследовании процесса генерации УКИ в высоконелинейном резонаторе проведено моделирование формы спектральной плотности энергии импульса в нескольких точках внутри резонатора (окружности, рис. 4б) в режиме устойчивой генерации. Результаты моделирования представлены на рис. 5.

На рис. 5а–г видна модуляция спектральных компонент УКИ. Модуляция спектра УКИ возникает в центральной части волокна SMF-28 (пассивное волокно № 1 и пассивное волокно № 2), поскольку в этом месте начинают проявляться нелинейные эффекты в комплексе с сокращением длительности УКИ и уширением его спектра. При этом среди нелинейных эффектов фазовая самомодуляция (ФСМ) вносит основной вклад в возникновение модуляции спектра УКИ, так как имеет место характерная осциллирующая структура в центральной части спектра УКИ [17]. Также стоит отметить, что ФСМ приводит к уширению спектра генерируемого импульса (рис. 5а, б).

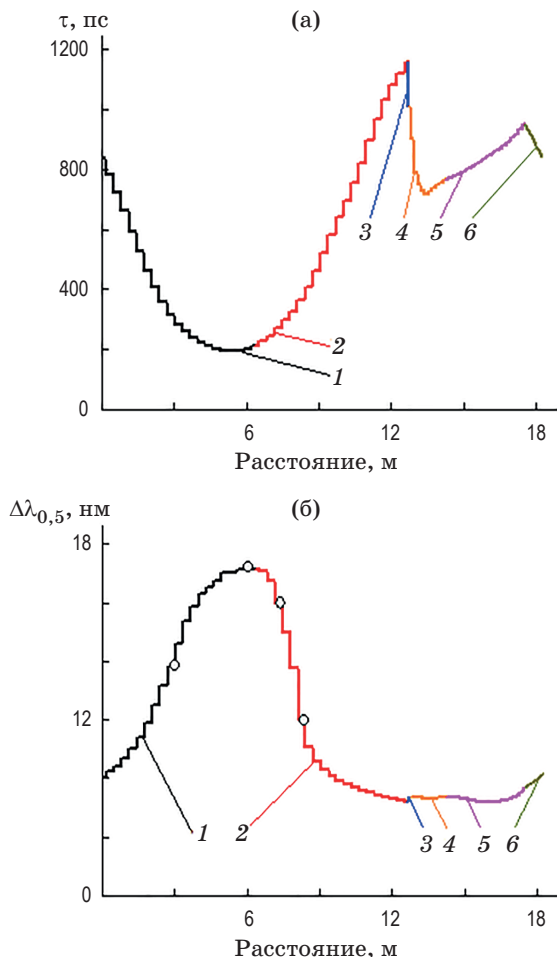


Рис. 4. Эволюция длительности τ (а) и спектральной ширины УКИ по уровню 0,5 $\lambda_{0,5}$ (б) за 1 обход резонатора лазерным излучением в режиме устойчивой генерации ($N > 20$). 1, 2, 6 — пассивные волокна SMF-28, 3 — НП, 4 — пассивное волокно HNLF, 5 — активное эрбиевое волокно.

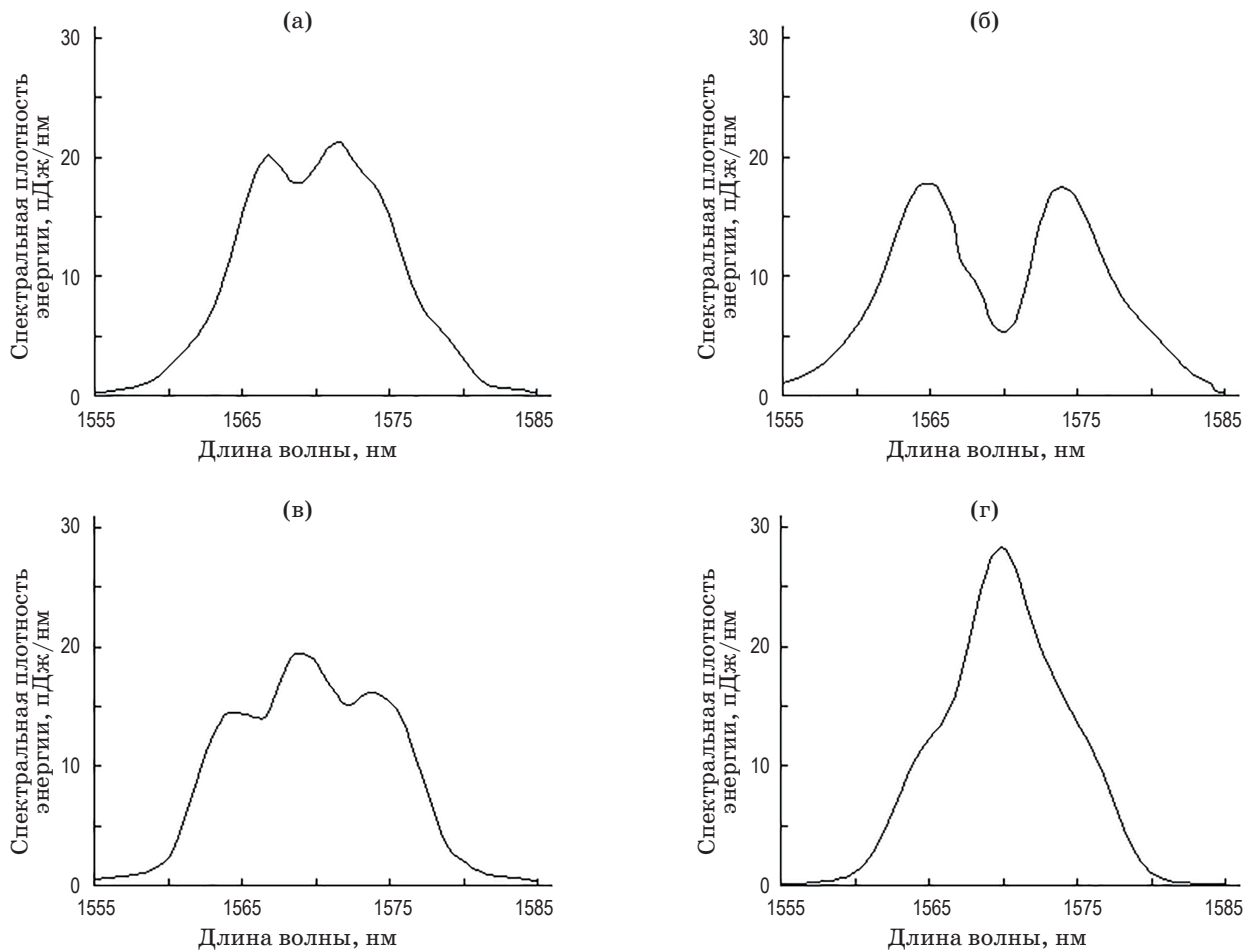


Рис. 5. Спектральная форма УКИ в различных точках резонатора L (а — $L = 3$ м, б — $L = 6$ м, в — $L = 7,35$ м, г — $L = 8,35$ м) при распространении лазерного излучения в режиме устойчивой генерации.

На рис. 6 представлены эволюция энергии УКИ в режиме устойчивой генерации ($N > 20$), полученная в процессе моделирования, и эволюция энергии фундаментального солитона в высоконелинейном резонаторе за 1 обход лазерным излучением. Стоит отметить, что для построения кривой, описывающей эволюцию энергии фундаментального солитона, использовались полученные в процессе моделирования данные об эволюции длительности УКИ за 1 обход резонатора лазерным излучением в режиме устойчивой генерации ($N > 20$). Энергия фундаментального солитона рассчитывается по формуле

$$E_s \approx \frac{3,53\beta_2}{\gamma\tau_p}, \quad (8)$$

где τ_p — длительность УКИ.

Энергия УКИ в режиме устойчивой генерации не изменяется в пассивных волокнах

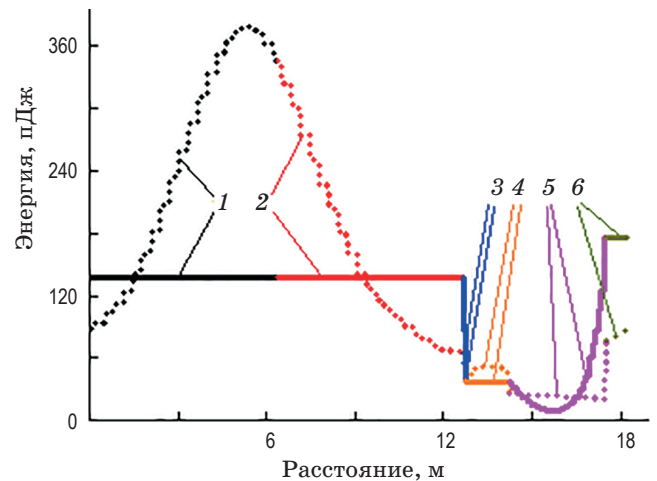


Рис. 6. Эволюция энергии УКИ в режиме устойчивой генерации (сплошная линия) и эволюция энергии фундаментального солитона (пунктирная линия) в высоконелинейном резонаторе за 1 обход лазерным излучением. 1, 2, 6 — пассивные волокна SMF-28, 3 — НИ, 4 — пассивное волокно HNLF, 5 — активное эрбиевое волокно.

SMF-28 и HNLF (кривые 1, 2, 4, 6, рис. 6), сокращается приблизительно в 4 раза при прохождении импульсом НП (кривая 3, рис. 6) и имеет параболическую форму в активном эрбиевом волокне (кривая 5, рис. 6). Изменение энергии УКИ в эрбиевом волокне вызвано встречным направлением накачки по отношению к излучению генерации и усилением излучения генерации. Разница между энергией УКИ на входе и на выходе из резонатора обусловлена наличием ответвителя с коэффициентом деления по мощности 80/20.

Из рис. 6 видно, что энергия фундаментального солитона превышает энергию УКИ в режиме устойчивой генерации в большей части пассивного волокна SMF-28, в пассивном волокне HNLF и в центральной части активного эрбиевого волокна. Таким образом, внутри резонатора возможно появление и исчезновение солитонов.

Важным параметром УКИ для определения режима генерации является параметр K (ТВР — *time-bandwidth product*), который используется в качестве меры степени СМ, достигаемой в лазере УКИ. Параметр K рассчитывается следующим образом:

$$K = \Delta\nu\tau_{\min}, \quad (9)$$

где $\Delta\nu$ — ширина спектра УКИ в Гц, τ_{\min} — минимальная длительность УКИ в секундах.

На рис. 7 представлена эволюция параметра K в высоконелинейном резонаторе за 1 обход лазерным излучением в режиме устойчивой генерации ($N > 20$).

При распространении УКИ в пассивных волокнах SMF-28 (кривые 1, 2, 6, рис. 7) $K_{\min} = 0,39$, в волокне HNLF (кривая 4, рис. 7) $K_{\min} = 0,44$, в активном эрбиевом волокне $K_{\min} = 0,47$ (кривая 5, рис. 7). Стоит отметить, что минимальное значение параметра K (спектрально-ограниченный импульс) в режиме генерации растянутых импульсов около 0,441 (пунктирная линия, рис. 7), а в режиме генерации солитонов — около 0,315 [2]. По эволюции параметра K можно сделать вывод о том, что внутри резонатора волоконного лазера существуют места, где невозможно существование растянутых импульсов, а возможно существование солитонов. Полученные результаты (см. рис. 6 и 7) показывают одновременное существование в резонаторе двух типов генерации

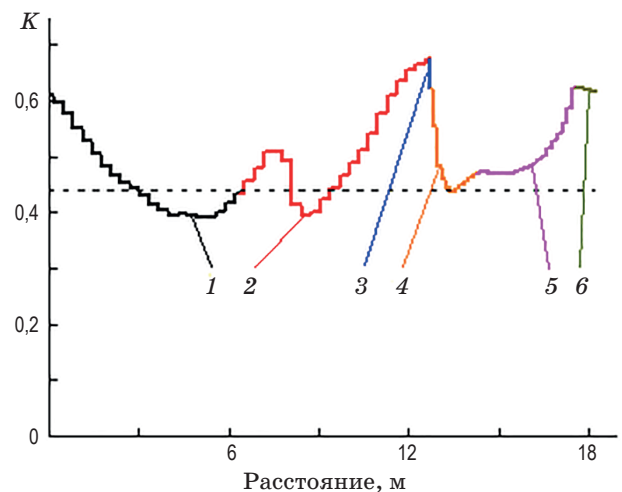


Рис. 7. Эволюция параметра K в высоконелинейном резонаторе за 1 обход лазерным излучением в режиме устойчивой генерации ($N > 20$). 1, 2, 6 — пассивные волокна SMF-28, 3 — НП, 4 — пассивное волокно HNLF, 5 — активное эрбиевое волокно.

как солитонов, так и растянутых импульсов, а также возможности эволюции одного типа генерации в другой (что ранее экспериментально обширно освещалось в литературе, см. например [18–21]).

Известно, что при использовании нелинейной среды в качестве НП [11] уже наблюдалась генерация стабильных импульсов с энергией и спектрально ограниченной длительностью тех же порядков, что и при моделировании генерации УКИ в нашем случае.

Интересно, что минимальное значение длительности импульса внутри резонатора $\tau_{\min} \approx 200$ фс (рис. 4а) возникает при прохождении излучения через пассивное волокно SMF-28, при этом спектр генерации УКИ имеет ширину по полувысоте $\Delta\lambda_{0,5} \approx 17$ нм (рис. 4б), что согласуется с результатами на экспериментальной установке [22].

Однако полученная в процессе моделирования форма спектра УКИ с минимальной длительностью (рис. 5б) отличается от результатов эксперимента, где в случаях растянутого импульса наблюдался спектр Гаусса, а в случае группы связанных солитонов спектр представлял собой многопиковую структуру с большой глубиной модуляции [22].

Также отметим, что максимальная энергия импульса внутри лазерного резонатора $E_p \approx 180$ пДж (рис. 6) в 3 раза меньше энергии импульса в макетном образце волоконного

лазера УКИ [22]. Эти различия могут быть вызваны тем, что метод SSFM при численном моделировании генерации УКИ в волоконном лазере дает лишь приближенное решение. Степень точности такого решения зависит от количества учтенных нелинейных и дисперсионных параметров в НУШ, от выбора шага распространения h , процедуры прохождение импульсом одного шага и способа приближенного вычисления интегралов для нахождения медленно меняющейся амплитуды УКИ [17].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе проведен анализ генерации УКИ в высоконелинейном резонаторе полностью волоконного кольцевого эрбиевого лазера. В результате найден устойчивый режим генерации УКИ в волоконном лазере,

при этом данный режим обладает характеристиками как растянутых импульсов, так и солитонов. Полученное решение нелинейного уравнения обладает минимальным значением длительности УКИ внутри резонатора порядка 200 фс и спектром с шириной по полувысоте порядка 17 нм, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Отметим, что полученная максимальная энергия импульса внутри лазерного резонатора (порядка 180 пДж) и форма спектра УКИ с минимальной длительностью отличаются от результатов на экспериментальной установке. Это вызвано особенностями метода SSFM, который используется в работе для численного моделирования генерации УКИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-20017 и научного проекта № 18-38-00615.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sugioka K., Cheng Y. Ultrafast lasers – reliable tools for advanced materials processing // *Light: Science & Applications*. 2014. V. 3. P. 149.
2. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов и их применения. Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. 248 с.
3. Schliesser A., Picqué N., Hänsch T.W. Mid-infrared frequency combs // *Nature Photonics*. 2012. V. 6. P. 440–449.
4. Kim J., Song Y. Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: Principles, status, and applications // *Adv. Opt. Photon.* 2016. V. 8. P. 465–540.
5. Renninger W.H., Chong A., and Wise F.W. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers // *Phys. Rev. A*. 2008. V. 77. P. 023814.
6. Яруткина И.А. Математическое моделирование распространения диссипативных и дисперсионно управляемых солитонов в импульсных волоконных лазерах // Канд. дис. Новосибирск: ИВТ СО РАН, 2014. 124 с.
7. Турицын С.К., Розанов Н.Н., Яруткина И.А. и др. Диссипативные солитоны в волоконных лазерах // *УФН*. 2016. Т. 186. №7. С. 713–742.
8. Lei T., Lu F., Tu C., et al. Numerical study on self-similar pulses in mode-locking fiber laser by coupled Ginzburg-Landau equation model // *Opt. Exp.* 2009. V. 17. № 2. P. 585.
9. Ma C., Tian X., Gao B., et al. Numerical simulations on influence of the saturable absorber in Er-doped fiber laser // *Opt. Commun.* 2018. V. 410. P. 941–946.
10. Schreiber T., Ortaç B., Limpert J., et al. On the study of pulse evolution in ultra-short pulse mode-locked fiber lasers by numerical simulations // *Opt. Exp.* 2007. V. 15. № 13. P. 8252–8262.
11. Wang L., Chong A., and Haus J.W. Numerical modeling of mode-locked fiber lasers with a fiber-based saturable-absorber // *Opt. Commun.* 2017. V. 383. P. 386–390.
12. Gao B., Ma C., Huo J., et al. Influence of gain fiber on dissipative soliton pairs in passively mode-locked fiber laser based on BP as a saturable absorber // *Opt. Commun.* 2018. V. 410. P. 191–196.
13. Martel G., Chédot C., Hideur A., et al. Numerical maps for fiber lasers mode locked with nonlinear polarization evolution: Comparison with semi-analytical models // *Fiber and Integrated Optics*. 2008. V. 27. № 5. P. 320–340.
14. Cheng Z., Li H., and Wang P. Simulation of generation of dissipative soliton, dissipative soliton resonance and noise-like pulse in Yb-doped mode-locked fiber lasers // *Opt. Exp.* 2015. V. 23. № 5. P. 5972–5981.

15. *Bale B.G., Boscolo S., Kutz J.N., et al.* Intracavity dynamics in high-power mode-locked fiber lasers // *Phys. Rev. A*. 2010. V. 81. № 3. P. 033828.
16. *Hardin R.H., Tappert F.D.* Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable-coefficient wave equations // *SIAM Review Chronicle*. 1973. V. 15. № 2. P. 423–423.
17. *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
18. *Han X.* Conventional soliton or stretched pulse delivered by nanotube-mode-locked fiber laser // *Appl. Opt.* 2018. V. 57. P. 807–811.
19. *Zhao F., Wang Y., Wang H., et al.* Ultrafast soliton and stretched-pulse switchable mode-locked fiber laser with hybrid structure of multimode fiber based saturable absorber // *Scientific Reports*. 2018. V. 8. P. 16369.
20. *Li W.L., Kong Y.C., Chen G.W., et al.* Coexistence of conventional solitons and stretched pulses in a fiber laser mode-locked by carbon nanotubes // *Laser Physics*. 2015. V. 25. № 4. P. 045103.
21. *Dvoretzkiy D.A., Sazonkin S.G., Voropaev V.S., et al.* Generation of ultrashort pulses with minimum duration of 90 fs in a hybrid mode-locked erbium-doped all-fibre ring laser // *Quant. Electron.* 2016. V. 46. № 11. P. 979–981.
22. *Dvoretzkiy D.A., Sazonkin S.G., Orekhov I.O., et al.* High-energy ultrashort-pulse all-fiber erbium-doped ring laser with improved free-running performance // *JOSA. B*. 2018. V. 35. P. 2010–2014.