

ДИНАМИКА САМОПОДОБНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРЕДЕЛЬНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ И ЭНЕРГИИ В ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ

*А. А. Воронин, А. М. Желтиков**

*Физический факультет, Международный лазерный центр,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 июля 2007 г.

Исследуется динамика формирования мощных сверхкоротких самоподобных световых импульсов (симиларитонов) в волоконном лазере, работающем в режиме положительной дисперсии. Выявлены физические факторы, ограничивающие энергию и длительность таких импульсов. Определены условия, при которых в лазерной системе на основе активированного ионами иттербия волокна возможно формирование самоподобных импульсов с энергией около 80 нДж, допускающих временное сжатие до длительностей около 150 фс путем компенсации линейного chirpa во внрезонаторном компрессоре.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание компактных, надежных и экономичных волоконно-оптических лазерных источников сверхкоротких импульсов является одной из наиболее важных задач лазерной физики и оптических технологий. Основные преимущества волоконных лазерных систем обусловлены световодной геометрией генерации, усиления и нелинейно-оптического преобразования лазерного излучения, обеспечивающей высокую эффективность преобразования энергии накачки в энергию излучения, благоприятные условия для отвода тепла и высокое качество пространственного профиля лазерного пучка [1, 2]. Благодаря своей компактности, экономичности и эффективности волоконные лазеры все шире используются для фундаментальных исследований и решения широкого круга задач в области оптических информационных технологий, биомедицинской оптики, обработки материалов, а также лазерной микроскопии и спектроскопии.

Оптические волокна, легированные иттербием и эрбием, обладают полосою усиления, достаточной для генерации сверхкоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов, и уже сейчас представляют собой реальную альтернативу значительно менее

экономичным твердотельным лазерным источникам сверхкоротких световых импульсов [3]. Для создания широкого класса практичных и универсальных волоконно-оптических лазерных устройств, однако, требуется решение серьезной в идейном и техническом отношении задачи обеспечения баланса между дисперсией функциональных элементов волоконно-оптической лазерной системы, усилением и оптической нелинейностью, приводящей к возникновению зависящего от интенсивности поля набега фазы лазерных импульсов при высоком уровне их пиковой мощности.

Для наиболее часто используемого в лазерных системах солитонного [4] режима формирования сверхкоротких импульсов характерны жесткие ограничения на пиковую мощность лазерных импульсов. Эти ограничения обусловлены самой природой оптических солитонов, для которых пиковая мощность жестко связана с их длительностью и дисперсией резонатора. В соответствии с этим значительный интерес представляют лазерные системы, обеспечивающие положительную дисперсию резонатора. При точном балансе дисперсии, нелинейности и усиления с помощью таких систем удастся сформировать устойчивые самоподобные (называемые также симиларитонными) световые импульсы [5–7]. В симиларитонном режиме усиление светового импульса

*E-mail: zheltikov@phys.msu.ru

в лазерном резонаторе с положительной дисперсией сопровождается ростом длительности импульса, однако импульс при этом сохраняет самоподобие в виде параболического профиля временной огибающей и линейного chirpa. Сжатие симилярнтонных импульсов осуществляется с помощью внрезонаторной компрессии, основанной на простой компенсации линейного chirpa.

Волоконные лазеры, работающие в симилярнтонном режиме, позволяют осуществить генерацию сверхкоротких импульсов со значительно более высокой по сравнению с солитонным режимом энергией [1, 8, 9]. Совершенствование диодных источников лазерной накачки, развитие технологии создания многослойных полупроводниковых зеркал, а также появление новых типов оптических световодов (прежде всего, микроструктурированных волокон), открывающих возможность активного формирования частотного профиля дисперсии и пространственного профиля поля [10–12], привели к прорыву в области волоконно-оптических лазерных технологий, позволив разработать и создать волоконно-оптические лазерные источники сверхкоротких световых импульсов нового поколения [1, 13, 14]. Разработанные в последние годы симилярнтонные лазерные генераторы на основе иттербиевого волокна позволяют формировать световые импульсы длительностью от десятков до сотен фемтосекунд с энергией от единиц до сотен [15] наноджоулей без усилительных каскадов.

В настоящей работе представлены результаты численного анализа системы уравнений, описывающих динамику сверхкоротких импульсов и кинетические процессы в активной среде волоконного лазера, работающего в симилярнтонном режиме. На основе исследования свойств самоподобных импульсов, формируемых в волоконном лазере с положительной дисперсией резонатора, выявлены физические факторы, ограничивающие энергию выходных лазерных импульсов. Определены условия, при которых в лазерной системе на основе активированного ионами иттербия волокна возможно формирование самоподобных импульсов с энергией около 80 нДж, допускающих временное сжатие до длительностей менее 200 фс путем компенсации линейного chirpa во внрезонаторном компрессоре.

2. МОДЕЛЬ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА

Будем рассматривать волоконный лазер с кольцевым резонатором (рис. 1), состоящим из активного, легированного ионами иттербия волокна, пас-

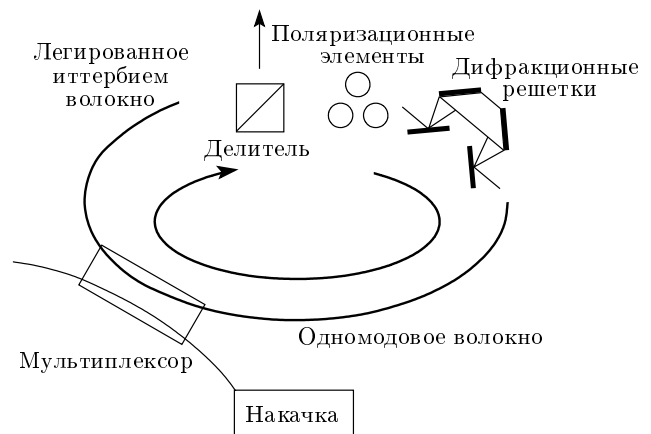


Рис. 1. Схема волоконного лазера: источник накачки; мультиплексор — волоконное устройство ввода излучения накачки в лазерный резонатор методом частотного мультиплексирования; волокно, активированное ионами иттербия, пассивное одноимодовое волокно; дифракционные решетки — устройство компенсации дисперсии, делитель — узел вывода излучения из резонатора; поляризационные элементы

сивного одноимодового волокна, дифракционных решеток, поляризационного устройства для синхронизации мод и узла, обеспечивающего вывод излучения из резонатора. Переход к цельноволоконной лазерной системе может быть осуществлен путем замены дифракционных решеток сегментом волокна, обеспечивающим точный баланс частотного профиля дисперсии лазерной системы. Для этой цели может быть использовано полое либо полнотелое фотонно-кристаллическое волокно. Излучение накачки вводится в лазерный резонатор с помощью стандартной техники частотного мультиплексирования. Источником накачки служит полупроводниковая лазерная система.

Динамика формирования сверхкоротких импульсов в волоконном лазере описывается уравнением [16] для медленно меняющейся огибающей поля $A \equiv A(z, \tau)$, которая рассматривается как функция продольной координаты z и времени τ в сопровождающей системе координат:

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

Здесь $\beta_m = \partial^m \beta / \partial \omega^m$, β — постоянная распространения волноводной моды, в которой реализуется лазерная генерация, $\gamma = n_2 \omega / cS$ — коэффициент нели-

нейности, n_2 — коэффициент, определяющий нелинейную добавку к показателю преломления материала волокна, c — скорость света в вакууме, S — эффективная площадь волноводной моды, α — коэффициент затухания.

Функция g , описывающая зависимость спектрального профиля усиления активного волокна от интенсивности светового поля, часто может быть задана в аналитическом виде [17]:

$$g \approx \frac{g_0}{1 + W(z)/W_s} \left(1 + \Delta^2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right), \quad (2)$$

где g_0 — коэффициент усиления слабого сигнала,

$$W(z) = \int_{-\tau_c}^{\tau_c} |A|^2 d\tau$$

— энергия импульса, τ_c — время обхода резонатора, Δ^{-1} — ширина спектра усиления, W_s — энергия насыщения усиления.

Однако в общем случае для наиболее точного описания профиля усиления g требуется решение системы кинетических уравнений для активной лазерной среды, которая в случае ионов иттербия может быть записана в виде [18]

$$\begin{aligned} [R_{12}(\omega) + W_{12}(\omega)] N_1(t, z) &= \\ &= [R_{21}(\omega) + W_{21}(\omega) + A_{21}] N_2(t, z), \\ \frac{\partial P_p(\omega, z)}{\partial z} &= \Gamma_p [\sigma_e(\omega) N_2(z) - \\ &- \sigma_a(\omega) N_1(z)] \rho P_p(\omega, z) - \alpha_p P_p(\omega, z), \\ \frac{\partial P_s(\omega, z)}{\partial z} &= \Gamma_s [\sigma_e(\omega) N_2(z) - \\ &- \sigma_a(\omega) N_1(z)] \rho P_s(\omega, z) - \alpha_s P_s(\omega, z). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $P_p(\omega, z)$ и $P_s(\omega, z) = |A(\omega, z)|^2$ — спектральные плотности мощности поля накачки и лазерного излучения, $N_{1,2}$ — населенности нижнего и верхнего уровней, ρ — концентрация ионов иттербия в волокне, $\alpha_{p,s}$ — коэффициенты ослабления для излучения накачки и лазерного излучения, Γ_p и Γ_s — интегралы пространственного перекрытия области легирования с модами излучения накачки и лазерного излучения,

$$W_{21,12}(\omega) = \frac{\Gamma_s \sigma_{e,a} P_s}{\hbar \omega_s S_s}$$

— скорости вынужденных переходов под действием лазерного излучения,

$$R_{21,12}(\omega) = \frac{\Gamma_p \sigma_{e,a} P_p}{\hbar \omega_p S_p}$$

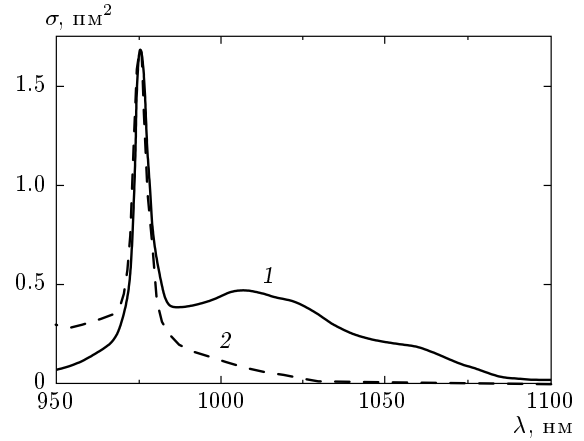


Рис. 2. Спектральные зависимости сечений вынужденного излучения (1) и поглощения (2) для легированного иттербием волокна с добавками фосфора и алюминия

— скорости вынужденных переходов под действием излучения накачки, $S_s = S$ и S_p — эффективные площади моды лазерного излучения и излучения накачки, $\sigma_{e,a}$ — сечения вынужденного излучения и поглощения.

Синхронизация мод в рассматриваемой лазерной системе осуществляется с помощью поляризационного насыщающегося поглотителя. Пропускание такого поглотителя описывается выражением [4]

$$T = 1 - l_0 [1 + P(\tau)/P_0]^{-1},$$

где P_0 — мощность насыщения поглотителя, l_0 — глубина модуляции пропускания.

Параметры элементов, входящих в состав лазерной системы, показанной на рис. 1, выбирались с учетом реально существующих активных и пассивных компонентов, использующихся в волоконных лазерных технологиях (см. [1, 2]). В расчетах также учитывались спектральные зависимости сечений $\sigma_{e,a}$ для легированного иттербием волокна с добавками фосфора и алюминия [19] (рис. 2). Рассчитывались ключевые для динамики формирования сверхкоротких импульсов параметры — временная огибающая мощности лазерного импульса в бегущей системе координат $P(\tau) = |A(\tau)|^2$, спектр $|A(\omega)|^2$, спектральная фаза $\varphi(\omega)$, временная фаза $\varphi(\tau)$, а также групповая задержка $\tau_g = \partial\varphi/\partial\omega$ лазерного импульса. Начальные условия задавались в виде некоррелированного по фазе белого шума.

Оптические потери волоконно-оптических лазерных систем связаны с распределенными собственными потерями оптических волокон, изгибными поте-

рями, потерями на ввод и вывод излучения из активного и пассивного волокна, а также потерями, вносимыми оптическим изолятором и поляризационными элементами (рис. 1). Как правило, потери на ввод и вывод излучения из волокон и потери, вносимые оптическим изолятором и поляризационными элементами (2 дБ для условий экспериментов, представленных в работе [20]), существенно превышают суммарные потери, возникающие при прохождении лазерного импульса через активное и пассивное волокна (как правило, менее 1 дБ/км [16]) и на сгибах волокна (варьируемые в зависимости от радиуса кривизны волокна и достигающие 1 дБ/м [21]). Ввиду этого обстоятельства диссипация энергии излучения в рассматриваемой волоконной системе моделировалась в виде сосредоточенных потерь, вносимых на участке, где излучение выходит из активного волокна, проходит через неволоконные оптические элементы и вводится в пассивное волокно (рис. 1). С учетом всех возможных механизмов величина потерь (а также с поправкой на возможное увеличение уровня потерь в микроструктурированных волокнах [13]) полагалась равной 14 дБ.

Численное моделирование проводилось методом расщепления операторов по физическим факторам [16]. Интегрирование по координате распространения z проводилось с переменным шагом, выбираемым таким образом, чтобы максимальный нелинейный набег фазы за шаг не превышал 10^{-2} . Численная схема тестировалась путем сравнения результатов численных расчетов с имеющимися аналитическими решениями для солитонных режимов распространения сверхкоротких импульсов в аномальном режиме дисперсии и асимптотических решений для самоподобной эволюции световых полей в нормальном режиме дисперсии. В частности, для фундаментального солитона с пиковой мощностью 1 кВт, длительностью 1 пс, передаваемого на расстояние 1500 м через оптическое волокно с дисперсией $\beta_2 = -1 \text{ пс}^2/\text{м}$ и нелинейностью $\gamma = 1 \text{ км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$, отклонение результатов численных расчетов от известного аналитического решения не превышало $4 \cdot 10^{-7} \%$.

Для исследования влияния оптических нелинейностей высших порядков на формирование мощных световых импульсов в условиях баланса дисперсии и нелинейности третьего порядка численно решалось уравнение (1) с учетом дополнительного нелинейного сдвига фазы $\tilde{\varphi}_{nl}(z) = \tilde{\gamma}P^2z$, где $\tilde{\gamma} = n_4\omega/cS^2$, индуцируемого нелинейностью пятого порядка, $n_4 \propto \text{Re}\chi^{(5)}$, $\chi^{(5)}$ — нелинейно-оптическая восприимчивость пятого порядка. Для характерного для

плавленого кварца значения $|n_4| \approx 10^{-29} \text{ см}^4/\text{Вт}^2$ [22, 23] учет эффектов, связанных с нелинейностью пятого порядка, приводил к возникновению поправок к спектральной интенсивности и огибающей интенсивности импульса, не превышавшим 0.01%. При этом для характерных значений площади волноводной моды 700 мкм^2 и пиковой мощности формируемого светового импульса 10 кВт отношение l_2/l_4 , где $l_2 = (\gamma P)^{-1}$ и $l_4 = (\tilde{\gamma}P)^{-2}$ — характерные длины, на которых проявляются эффекты нелинейности третьего и пятого порядков, составляет $l_2/l_4 \approx 6 \cdot 10^{-5}$. Это свидетельствует о хорошей сходимости ряда теории возмущений для нелинейной поляризации P_{nl} по степеням поля E ,

$$P_{nl} \approx \chi^{(1)}E + \chi^{(3)}EEE + \chi^{(5)}EEEE + \dots$$

Для приведенных выше параметров нелинейности третьего и пятого порядков сходимость ряда для P_{nl} становится слабой при интенсивностях светового поля около $10^{13} \text{ Вт}/\text{см}^2$, что существенно превышает интенсивности, реализуемые в рассматриваемых волоконных системах.

3. ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ САМОПОДОБНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ

Параметры оптических элементов, входящих в состав моделируемого лазерного резонатора (рис. 1) выбирались таким образом, чтобы обеспечить формирование устойчивого симиляритонного импульса высокой энергии в режиме положительной дисперсии. Уменьшение нелинейного набег фазы в моделируемой лазерной системе достигается за счет использования активных и пассивных световодов с большой площадью моды S . Быстро развивающиеся технологии фотонно-кристаллических волокон позволяют изготовить одномодовые световоды с указанными в таблице значениями S .

Спектральная и временная динамика формирования самоподобных импульсов в рассматриваемой лазерной системе иллюстрируется на рис. 3. Энергия устойчивого симиляритонного импульса после 140 проходов по волоконному резонатору составляет примерно 50 нДж. Компенсация чирпа выходного лазерного импульса во внрезонаторном компрессоре приводит к сжатию импульсов до длительности около 210 фс.

При заданном уровне мощности накачки устойчивое симиляритонное решение существует лишь в

Параметры волоконного лазера

| | Активное волокно | Пассивное волокно |
|--|---------------------|----------------------|
| Дисперсия второго порядка β_2 , пс ² /м | 0.023 | |
| Дисперсия третьего порядка β_3 , пс ³ /м | $3.9 \cdot 10^{-5}$ | |
| Площадь S_p моды поля накачки/ S_s сигнальной волны, мкм ² | 700/700 | 1000 |
| Длина L волокна, см | 130 | 100 |
| Интеграл перекрытия Γ_p/Γ_s | 0.01/0.85 | |
| Концентрация Yb, ppm | 7500 | |
| Мощность P_p накачки, Вт | 3–10 | |
| Длина λ_p волны накачки, мкм | 976 | |
| Глубина l_0 модуляции насыщающегося поглотителя | 0.3 | |
| Мощность P_0 насыщения насыщающегося поглотителя, кВт | 4 | |
| Потери на один проход резонатора, дБ | 14 | |

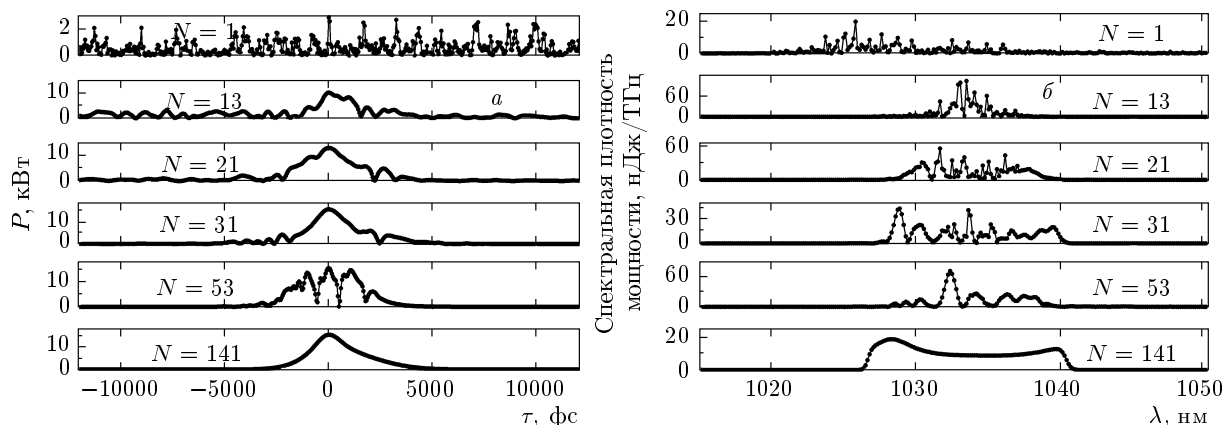


Рис. 3. Временная (а) и спектральная (б) эволюция светового импульса в волоконном лазере с параметрами, приведенными в таблице, после N обходов резонатора

ограниченном диапазоне полной дисперсии лазерного резонатора ψ , определяемой как интеграл дисперсии групповой скорости по всей длине лазерного резонатора L_c ,

$$\psi = \int_0^{L_c} \beta_2(z) dz.$$

На рис. 4 представлены временная огибающая, спектр и спектральная фаза устойчивых симиляри-

тонных импульсов, формирующихся в волоконной лазерной системе при различных значениях полной дисперсии лазерного резонатора ψ . Увеличение дисперсии резонатора, как показано на рис. 4а, приводит к увеличению длительности формируемого лазерного импульса. Однако благодаря тому, что чирп такого импульса близок к линейному (рис. 4б), с помощью внрезонаторной компенсации линейного чирпа удается достичь длительности импульса (око-

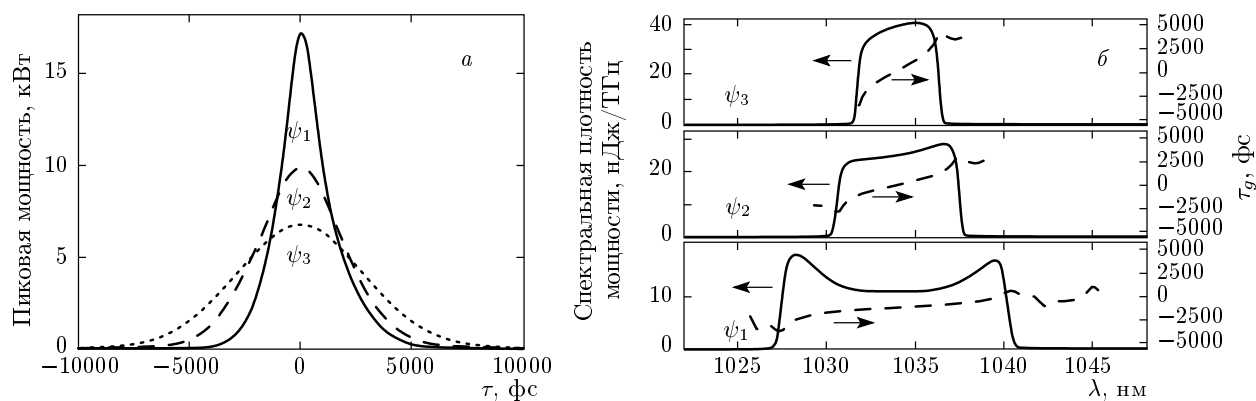


Рис. 4. Временная огибающая (а), спектр (б, сплошная линия) и групповая задержка (б, штриховая линия) устойчивых симляритонных импульсов, формирующихся в волоконной лазерной системе при мощности накачки 4.5 Вт для различных значений полной дисперсии лазерного резонатора: $\psi_1 = 0.05 \text{ пс}^2$, $\psi_2 = 0.1 \text{ пс}^2$, $\psi_3 = 0.15 \text{ пс}^2$. Энергия импульсов 47 нДж

ло 150 фс), близкой к пределу, определяемому шириной спектра лазерного излучения.

Спектральная ширина симляритонного импульса $\Delta\omega_{pulse}$ определяется балансом дисперсии и нелинейности в волоконном резонаторе. Количественной мерой нелинейности лазерного резонатора служит B -интеграл, определяемый выражением

$$B = \int_0^{L_c} \gamma(z) |A_0(z)|^2 dz,$$

где A_0 — пиковое значение амплитуды лазерного импульса. На рис. 5а представлены зависимости B -интеграла для рассматриваемой системы от полной дисперсии лазерного резонатора ψ , рассчитанные при различных мощностях излучения накачки. Увеличение мощности накачки приводит к росту нелинейного набега фазы. Для достижения баланса между дисперсией и нелинейностью с целью обеспечения наибольшей энергии и наименьшей длительности импульса (область вблизи границы, показанной жирной линией на рис. 5а) при этом требуется бóльшая дисперсия резонатора. На рис. 5б представлены зависимости спектральной ширины симляритонного импульса, формируемого в волоконном лазере, от полной дисперсии резонатора ψ . Результаты численного моделирования с высокой точностью (с ошибкой не более 3.5 %) воспроизводят асимптотическое условие баланса дисперсии и нелинейности для формирования параболического импульса в волоконном усилителе, записываемое в виде $\beta_2 \Delta\omega_{pulse}^2 \propto \gamma P_0$, где P_0 — пиковая мощность импульса.

Для резонатора с заданной дисперсией увеличение энергии лазерного импульса может достигаться путем увеличения энергии накачки. Однако имеется ряд физических факторов, ограничивающих максимальную энергию сверхкоротких импульсов. Один из наиболее важных механизмов, ограничивающих энергию лазерных импульсов, связан с нелинейным набегом фазы лазерного импульса в резонаторе, приводящим к уширению спектра лазерного импульса. При высоких энергиях лазерного импульса его спектр становится шире полосы усиления, что делает дальнейшее увеличение энергии лазерного импульса путем повышения энергии накачки невозможным.

На рис. 6а представлена карта зависимостей энергии устойчивых лазерных импульсов, формируемых в волоконном лазере в режиме положительной дисперсии, от полной дисперсии резонатора, полученных при различных мощностях излучения накачки. Область существования устойчивых симляритонных импульсов лежит на этом рисунке ниже сплошной жирной кривой, соответствующей максимальным значениям энергии лазерного импульса, достижимым при данной дисперсии резонатора. На рис. 6б приводится карта зависимостей минимальной длительности лазерных импульсов после внрезонаторной компрессии, полученных при различных мощностях излучения накачки. Наибольшие значения энергии и минимальные длительности лазерных импульсов обеспечиваются выбором параметров вблизи границы области существования устойчивого решения на рис. 6. Как следует из результатов, представленных на рис. 6, рассматриваемая схе-

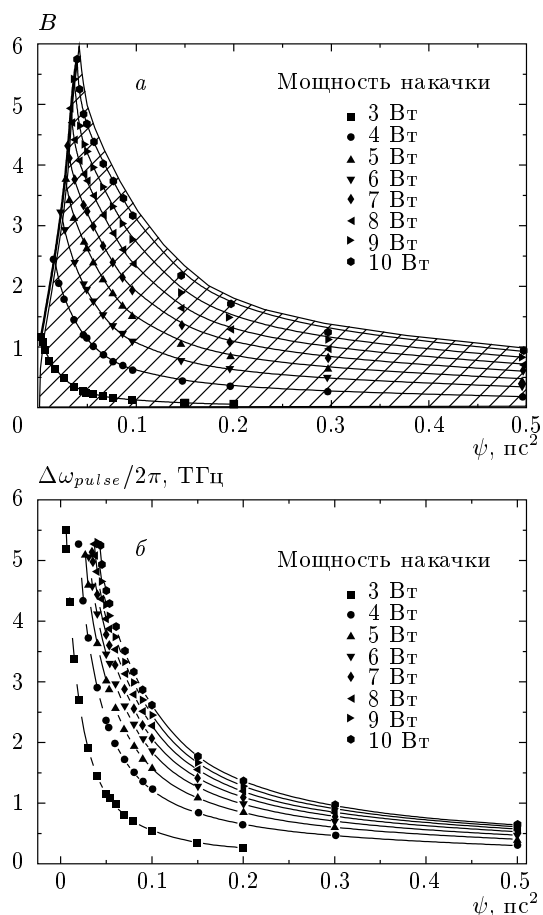


Рис. 5. Зависимости V -интеграла (а) и ширины спектра лазерного импульса (б) от полной дисперсии резонатора при различных мощностях излучения накачки. Параметры резонатора приведены в таблице

ма волоконного лазера позволяет сформировать световые импульсы с энергией около 80 нДж и предельной длительностью около 155 фс, что соответствует пиковой мощности сжатого до предельной длительности импульса около 400 кВт.

Влияние полосы усиления на параметры симилиритонных импульсов, формируемых в рассматриваемой лазерной системе, иллюстрируется на рис. 7. Как следует из представленных результатов, увеличение полосы усиления при фиксированной полной дисперсии резонатора позволяет увеличить энергию выходных лазерных импульсов.

Цельноволокнный вариант лазерной системы реализуется за счет отказа от дифракционных решеток, использующихся для уменьшения общей дисперсии резонатора. В этой конфигурации интегральная по длине дисперсия резонатора с учетом всех

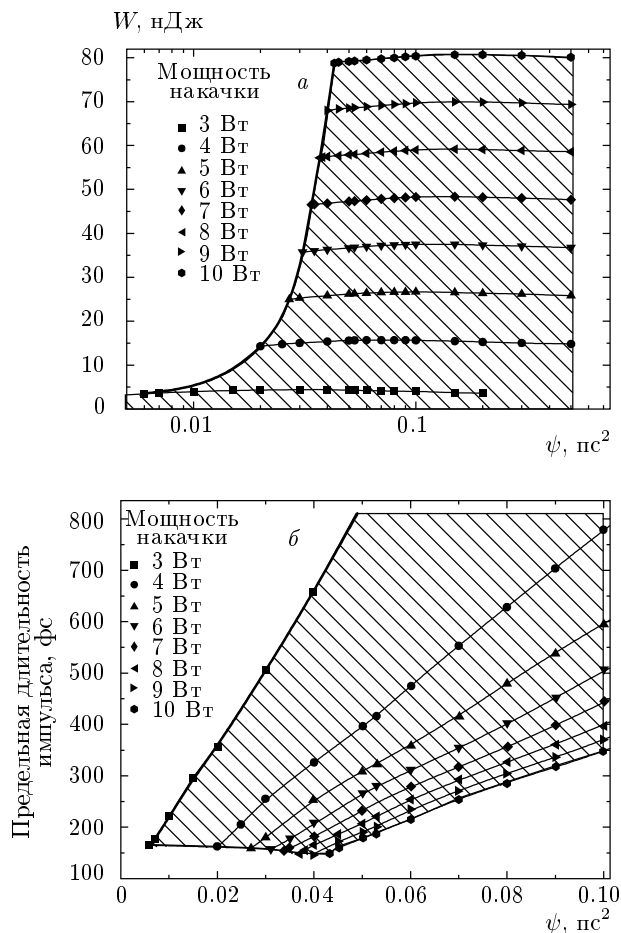


Рис. 6. Зависимости энергии (а) и предельной (соответствующей спектрально ограниченному импульсу с данной спектральной шириной) длительности лазерного импульса (б) от полной дисперсии резонатора при различных мощностях накачки. Параметры резонатора приведены в таблице

его элементов составляет примерно 0.053 ps². В таком режиме, как следует из результатов, представленных на рис. 6, происходит формирование устойчивых световых импульсов с энергией около 80 нДж и предельной длительностью около 200 фс. Временная огибающая таких импульсов, а также их чирп, спектр мощности и спектральная фаза представлены на рис. 8.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе численного анализа системы уравнений, описывающих динамику формирования сверхкоротких импульсов и кинетические процессы в активной лазерной среде, исследованы свойства

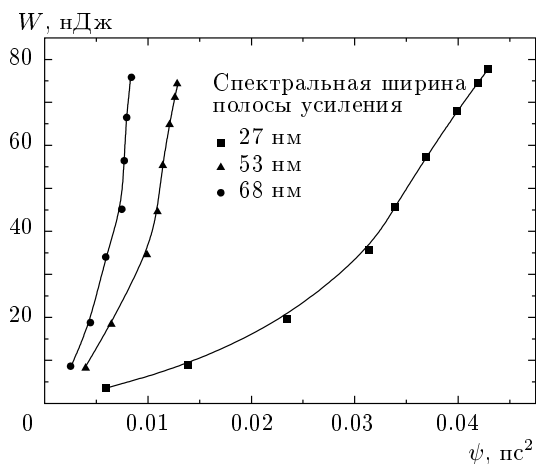


Рис. 7. Зависимости энергии импульса минимальной предельной длительности от величины полной дисперсии резонатора для различных значений ширины спектральной полосы усиления

самоподобных световых импульсов (симиляри-тонов), формирующихся в волоконном лазере с положительной дисперсией резонатора. Выявлены физические факторы, ограничивающие энергию и длительность таких импульсов. Определены условия, при которых в лазерной системе на основе активированного ионами иттербия волокна возможно формирование самоподобных импульсов с энергией около 80 нДж, допускающих временное сжатие до длительностей менее 150 фс путем компенсации линейного chirpa во внрезонаторном компрессоре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-16880-а, 07-02-12175-офи, 05-02-90566-ННС, 06-02-39011-ГФЕН), а также Федеральной целевой научно-технической программы РФ (контракт № 02.513.11.3040).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Limpert, F. Röser, T. Schreiber, and A. Tünnermann, *IEEE J. Selected Topics Quant. Electron.* **12**, 233 (2006).
2. A. Galvanauskas, *Opt. Photon. News* **15**, 42 (2004).
3. A. Tünnermann, T. Schreiber, F. Röser, A. Liem, S. Hofer, H. Zellmer, S. Nolte, and J. Limpert, *J. Phys. B* **38**, 681 (2005).
4. *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*, ed. by F. X. Kärtner Springer, Berlin (2004).
5. M. E. Fermann V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010 (2000).
6. F. O. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 213902 (2004).
7. G. Chang, H. G. Winful, A. Galvanauskas, and T. B. Norris, *Phys. Rev. E* **72**, 016609 (2005).
8. F. Wise, A. Chong, J. Buckley, and W. Renninger, *Opt. Express* **14**, 10095 (2006).
9. J. R. Buckley, F. W. Wise, F. O. Ilday, and T. Sosnowski, *Opt. Lett.* **30**, 1888 (2005).
10. P. St. J. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
11. J. C. Knight, *Nature* **424**, 847 (2003).
12. А. М. Желтиков, *Оптика микроструктурированных волокон*, Наука, Москва (2004).

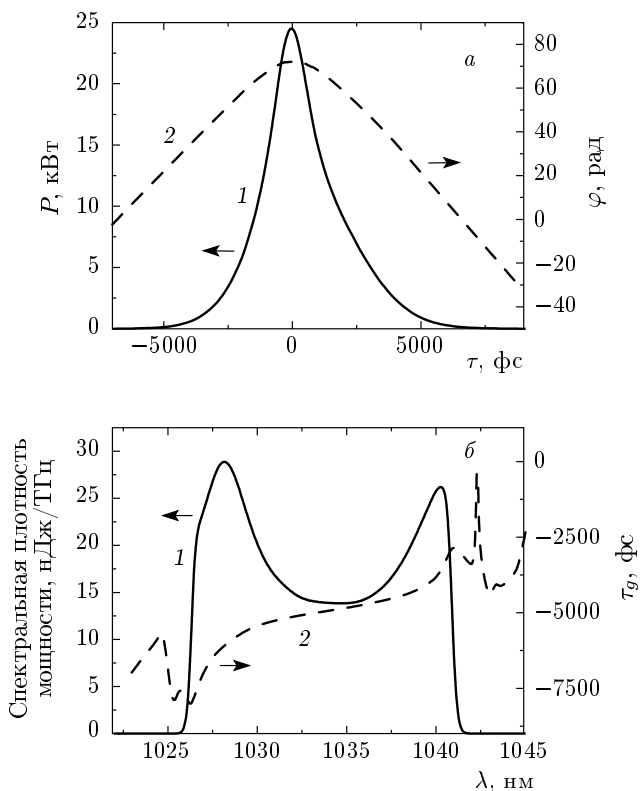


Рис. 8. Временная огибающая (а, 1) и фаза (а, 2), спектр (б, 1) и групповая задержка (б, 2) импульса с энергией около 80 нДж, формируемого в резонаторе без элементов с аномальной дисперсией. Полная дисперсия резонатора составляет 0.053 ps², мощность накачки 10 Вт

13. P. St. J. Russell, *J. Lightwave Technol.* **24**, 4729 (2006).
14. А. М. Желтиков, *УФН* **177**, 737 (2007).
15. B. Ortaç, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, A. Tünnermann, and Ammar Hideur, *Opt. Express* **15**, 10725 (2007).
16. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, Мир, Москва (1996).
17. J. N. Kutz, B. C. Collings, K. Bergman, S. Tsuda, S. T. Cundiff, W. H. Knox, P. Holmes, and M. Weinstein, *J. Opt. Soc. Amer. B* **14**, 2681 (1997).
18. C. R. Giles and E. Desurvire, *J. Lightwave Technol.* **9**, 147 (1991).
19. F. He, J. H. V. Price, K. T. Vu, A. Malinowski, J. K. Sahu, and D. J. Richardson, *Opt. Express* **14**, 12846 (2006).
20. G. Imeshev, I. Hartl, and M. E. Fermann, *Opt. Express* **12**, 6512 (2004).
21. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Kluwer Acad. Publ. (1983).
22. K. Ekvall, C. Lundevall, and P. van der Meulen, *Opt. Lett.* **26**, 896 (2001).
23. E. M. Dianov and Z. S. Nikonova, *Opt. Quant. Electron.* **22**, 175 (1990).