УДК 535.1

МНОГОКАСКАДНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ С КОНТРОЛЕМ ШИРИНЫ СПЕКТРА УСИЛИВАЕМЫХ ИМПУЛЬСОВ

© 2012 И.О. Золотовский[1], Д.А. Коробко[1], В.А. Лапин[1], Р.Н. Минвалиев[1], О.Г. Охотников[2], А.А. Сысолятин[3], А.Г. Налимов[4]

[1] Ульяновский государственный университет
[2] Центр оптоволоконных исследований, Тампере, Финляндия
[3] Научный Центр волоконной оптики РАН, Москва
[4] Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

Поступила в редакцию 20.11.2012

Рассмотрено усиление лазерного импульса в волоконно-оптическом усилителе с изменяющейся дисперсией. Активные сегменты, характеризующиеся экспоненциальным ростом дисперсии, между собой соединены пассивными световодами-модуляторами с заданной скоростью уменьшения дисперсии, позволяющей контролировать скорость частотной модуляции импульса.
Ключевые слова: оптический усилитель, частотно-модулированные импульсы.

В последние десять лет одной из наиболее актуальных задач лазерной физики является создание полностью волоконных систем усиления импульсов пикосекундной длительности до высоких энергий. Классические методы усиления, использующие волоконные системы с аномальной дисперсией, сталкиваются с трудностями, связанными с неустойчивостью усиливаемых импульсов и нежелательным воздействием ВКР. В последнее время интенсивно развивается концепция симиляритонного усиления, связанная с формированием устойчивых самоподобных частотно-модулированных (ЧМ) импульсов, в активной нелинейной среде с нормальной дисперсией групповых скоростей (ДГС) [1-3]. Асимптотически, подобные импульсы обладают постоянным линейным чирпом (скоростью частотной модуляции), пропорциональным инкременту усиления и обратно пропорциональной ДГС усилителя, при этом их форма приобретает характерный параболический вид. Самоподобное усиление импульса с постоянным чирпом приводит к его спектральному уширению. Ограниченный спектр усиления, таким образом, является одним из основных проблемных мест симиляритонной модели, препятствующих достижению высоких энергий импульса [3].

В настоящей работе предлагается каскадная полностью волоконная схема усиления лазерных импульсов, использующая световоды с изменяющейся нормальной ДГС. При помощи подбора профилей ДГС усилителей и пассивных световодов-модуляторов возможно контролировать ширину спектра импульса, поддерживая ее в пределах полосы усиления (максимум ~ 60 нм).

Рассмотрим динамику оптического импульса в световоде с изменяющейся нормальной ДГС $\beta_2(z) > 0$ и постоянным усилением. Для временной огибающей импульса $u(t,z)$ справедливо нелинейное уравнение Шредингера (НУШ)

$$\frac{\partial u}{\partial z} - i\frac{\beta_2(z)}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + i\gamma|u|^2 u = \frac{\Gamma}{2}u, \qquad (1)$$

где z – координата вдоль волокна, t – время в сопутствующей с импульсом системе координат, Γ – постоянный коэффициент усиления. В настоящей работе мы ограничим рассмотрение случаем распространения импульса в световодах с изменяющейся ДГС и постоянным при этом параметре нелинейности волокна γ, что справедливо, например, для световодов с W-профилем показателя преломления в поперечном сечении, изготавливаемых в НЦВО РАН. Технология их вытяжки позволяет достигать существенного изменения ДГС за счет небольшой вариации диаметра волокна, при этом площадь моды и коэффициент нелинейности с большой степенью точности вдоль такого световода можно считать постоянными [4, 5]. Важно также отметить, что в таких световодах удается создавать необходимое по длине распределение ДГС при сверхма-

Золотовский Игорь Олегович, кандидат физико-математических наук, директор Центра нанотехнологий и материалов НИТИ. E-mail: rafzol.14@mail.ru
Коробко Дмитрий Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник. E-mail: korobkotam@rambler.ru
Лапин Виктор Анатольевич, магистрант. E-mail: LVA2013@yandex.ru
Минвалиев Рамиль Наильевич, аспирант. E-mail: romeldd@mail.ru
Охотников Олег Геннадьевич, доктор физико-математических наук, директор. E-mail: Oleg.Okhotnikov@tut.fi
Сысолятин Алексей Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник. E-mail: alexs@lure.gpi.ru
Налимов Антон Геннадьевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник. Email: anton@smr.ru

лых значениях дисперсионного параметра третьего порядка, что подтверждает справедливость исходного уравнения (1), записанного в пренебрежении высших порядков дисперсии.

Параметр дисперсии представим в виде $\beta_2(z)=\beta_{20}d(z)$, где под β_{20} будем понимать значение дисперсии групповых скоростей (ДГС) на входе в световод. Вводя новую переменную $\xi(z)=\int_0^z d(z')dz'$ и огибающую импульса $A(t,z)=u(t,z)/\sqrt{d(z)}$, от уравнения (1) мы приходим к уравнению с постоянными дисперсией и нелинейностью, но неоднородным по длине усилением:

$$\frac{\partial A}{\partial \xi}-i\frac{\beta_{20}}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}+i\gamma|A|^2 A=\frac{g_{eff}(\xi)}{2}A, \quad (2)$$

где эффективный коэффициент усиления может быть записан в виде:

$$g_{eff}(\xi)=\frac{\Gamma}{d(\xi)}-\frac{\partial}{\partial \xi}\ln d(\xi). \quad (3)$$

Можно утверждать, что распространение импульса в световоде с переменной нормальной ДГС $\beta_2(z)$ и постоянным усилением Γ эквивалентно распространению в световоде с постоянной нормальной ДГС и постоянным эффективным усилением при выполнении соотношения

$$\beta_2'(\xi)+g_{eff}\beta_2(\xi)=\Gamma\beta_{20}. \quad (4)$$

Таким образом, задавая профиль изменения ДГС в световоде, возможно влиять на характер его распространения через эффективный коэффициент усиления, физический смысл которого связан с изменением баланса нелинейности и дисперсии. В световодах с убывающей нормальной ДГС относительный рост влияния нелинейности эквивалентен распространению импульса в среде с дополнительным усилением и наоборот, растущий профиль ДГС приводит к относительному уменьшению нелинейности, и распространение импульса происходит в среде с эффективным усилением, сниженным по сравнению с физическим.

Известно, что в активных световодах с нормальной дисперсией возможен самоподобный (симиляритонный) режим распространения импульса, суть которого в том, что огибающая импульса асимптотически при $z\to\infty$ стремится к параболической форме, масштабирующейся с ростом координаты импульса [1-3]. Общий вид импульса параболической формы может быть записан как

$$A(t,\xi)=A(\xi)G_{par}(\xi,t)\exp[i(\varphi(\xi)+\alpha t^2)], \quad (5)$$

где $\varphi(\xi)$ – фаза импульса, α – постоянная для симиляритона величина чирпа или скорости ЧМ, функция $G_{par}(t,\xi)$ задает форму огибающей параболического импульса и определяется выражением

$$G_{par}=\begin{cases}\sqrt{1-t^2/\tau_s^2(\xi)}, & t\le\tau_s(\xi),\\ 0, & t>\tau_s(\xi),\end{cases} \quad (6)$$

где $\phi_s(\xi)$ – константа с размерностью времени, определяющая максимальную протяженность импульса по уровню нулевой мощности 2 ϕ_s. Она связана с длительностью импульса на полувысоте как $\tau_{FWHM}=\sqrt{2}\tau_s$. При этом амплитуда и фаза асимптотического параболического решения не зависят от начальной формы импульса, а определяются только начальной энергией импульса E_0 и параметрами световода. В случае постоянного усиления g_{eff} мы можем записать, что при $\xi\to\infty$ справедливы следующие соотношения

$$A(\xi)=\frac{1}{2}\left(\frac{g_{eff}E_0}{\sqrt{\gamma\beta_{20}/2}}\right)^{1/3}\exp\left(\frac{g_{eff}\xi}{3}\right),$$
$$\tau_s(\xi)=\frac{6\sqrt{\gamma\beta_{20}/2}}{g_{eff}}A_0\exp\left(\frac{g_{eff}\xi}{3}\right),\qquad \alpha=\frac{g_{eff}}{6\beta_{20}}. \quad (7)$$

Учитывая выражение для чирпа импульса, уравнение (4) можно переписать в виде:

$$\frac{\partial\beta_2}{\partial z}-\Gamma\beta_2(z)+6\alpha\beta_2^2(z)=0. \quad (8)$$

Решением данного уравнения является функция, задающая профиль ДГС, обеспечивающий существование асимптотического решения уравнения (2) в виде ЧМ импульса параболической формы. Это уравнение типа Бернулли. Его решение имеет вид:

$$\beta_2(z)=\frac{\Gamma\beta_{20}e^{\Gamma z}}{\Gamma+6\alpha\beta_{20}(e^{\Gamma z}-1)}. \quad (9)$$

Данный профиль ДГС обеспечивает постоянное эффективное усиление $g_{eff}=6\alpha\beta_{20}$ при наличии постоянного физического усиления Γ. Отметим, что для пассивного световода с пренебрежимо малыми оптическими потерями, т. е. в случае $\Gamma\to 0$, мы получаем известный результат [6], заключающийся в том, что профиль ДГС пассивного волокна, удовлетворяющий условию существования симиляритона, должен иметь гиперболический вид

$$\beta_2(z)=\frac{\beta_{20}}{1+6\alpha\beta_{20}z}. \quad (10)$$

Следует подчеркнуть важный факт, заключа-

ющийся в том, что в пассивном волокне-тэйпере формируется параболический импульс с чирпом α, при этом величиной чирпа можно управлять, выбирая параметры тэйпера – начальное значение ДГС β_{20} и постоянную убывания $6\alpha\beta_{20}$.

Рассмотрим теперь стандартную схему усиления импульсов в активных световодах с постоянной нормальной ДГС, которая описывается уравнением (1), причем $\beta_2(z) = \beta_2 = const$. При высоком значении коэффициента усиления $\Gamma > 0.1\ м^{-1}$ наблюдается быстрый выход импульса на симиляритонную асимптотику, которая описывается соотношениями (7) с учетом того, что $\xi = z$, $A(t,z) = u(t,z)$ и $g_{efф} = \Gamma$. Энергия импульса растет экспоненциально по длине активного световода, чирп импульса стабилизируется на значении $\alpha = \Gamma / 6\beta_2$. Параметры нормальной ДГС использующихся на практике световодов W-профиля находятся в пределах $\beta_2 \approx 10^{-27} - 5\cdot10^{-26}$ с^2/м [5], таким образом мощное усиление приводит к сильной ЧМ импульса $\alpha > 10^{24}$ с$^{-2}$. Рассматривая импульсы с начальной длительностью $\tau_0 \approx 10^{-12}$–10^{-11} с, можно убедиться, что асимптотически, ширина спектра симиляритона пропорциональна скорости ЧМ. Это можно видеть, исходя из оценки

$$\Delta\omega \approx \sqrt{\frac{1}{\tau_0^2} + \alpha^2\tau_s^2} \approx \alpha\tau_s .$$

Отмечаем, что ширина спектра импульса быстро растет по длине усилителя $\Delta\omega \approx \exp(\Gamma z / 3)$ и при мощном усилении быстро выходит за пределы полосы усиления, таким образом, получение симиляритонов высоких энергий ограничено препятствием в виде конечного спектра существующих усилителей. Эрбиевые волоконно-оптические усилители (EDFA) с длиной волны $\lambda \approx 1{,}56$ мкм могут обеспечить однородное усиление в диапазоне около 60 нм, или, соответственно, в полосе частот $\Delta\omega \approx 5\cdot10^{13} c^{-1}$. Одним из способов снижения чирпа симиляритонов является использование в усилителях волокон с большой дисперсией $\beta_2 > 5\cdot10^{-26}$ с^2/м [7-8], что, однако, сталкивается с трудностями в реализации одномодового режима распространения и со сравнительно высоким поглощением в волокнах такого типа.

Мы предлагаем каскадную схему усиления лазерных импульсов, которая использует световоды с изменяющейся нормальной ДГС. Суть данной схемы состоит в том, что на участках мощного усиления ДГС световода быстро растет согласно (9), снижая эффективный инкремент усиления и скорость частотной модуляции импульса. Между собой усилительные участки соединяются пассивными световодами с уменьшающейся ДГС, в которых дисперсия гиперболически спадает (согласно (10)) до начального значения, причем постоянная убывания подбирается таким образом, чтобы ограничить скорость частотной модуляции и ширину спектра импульса. Структура каскада показана на рис. 1.

Отметим некоторые особенности. Профиль ДГС начального усилительного элемента каскада задается, исходя из обеспечиваемого физического усиления Γ_I

$$\beta_2^I(z) = \frac{\Gamma_I \beta_{20}^I e^{\Gamma_I z}}{\Gamma_I + g_{eff}(e^{\Gamma_I z} - 1)}. \qquad (11)$$

Стартовое значение β_{20}^I выбирается по возможности минимальным, чтобы обеспечить максимальный диапазон изменения ДГС, эффективное усиление в первом элементе можно положить $g_{eff} = 0$, таким образом $\beta_2^I(z) = \beta_{20}^I e^{\Gamma_I z}$. При невысокой пиковой мощности начального импульса усиление в первом элементе каскада происходит практически в линейном режиме, так как хотя мощность импульса испытывает экспоненциальный рост, отношение коэффициентов нелинейности и дисперсии так же экспоненциально снижается. Далее усиленный импульс распространяется во втором элементе – пассивном световоде с уменьшающейся ДГС

$$\beta_2^{II}(z) = \frac{\beta_{20}^{II}}{1 + g_{eff} z}. \qquad (12)$$

Стартовое значение ДГС второго элемента β_{20}^{II} выбирается максимально возможным и близким к значению на выходе первого элемента. Коэффициент гиперболического убывания одновременно является эффективным инкрементом усиления, под действием которого импульс выходит на симиляритонную асимптотику с постоянным чирпом $\alpha = g_{eff} / 6\beta_{20}^{II}$. Значение эффективного усиления следует выбирать таким образом, чтобы чирп не превосходил некоторого предельного значения и уширение спектра импульса лежало в пределах полосы усиления. Для импульсов с начальной длительностью несколько пикосекунд можно фиксировать $\alpha \sim 10^{23} c^{-2}$, причем чем длиннее усилительный каскад, тем меньшее значение чирпа следует за-

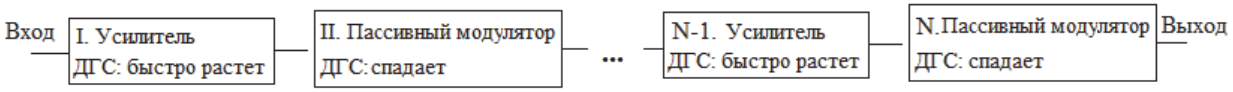

Рис. 1. Структурная схема усилительного каскада

давать. При этом высокое значение β_{20}^{II} позволяет выбирать существенное эффективное усиление $g_{eff} = 6\alpha\beta_{20}^{II}$, при котором ДГС спадает до минимальных значений на длине нескольких сотен метров.

В дальнейшем профили ДГС выбираются аналогично за тем исключением, что в усилительных элементах дисперсия растет не экспоненциально как в первом элементе, а согласно (9)

$$\beta_2^N(z) = \frac{\Gamma_N \beta_{20}^N e^{\Gamma_N z}}{\Gamma_N + 6\alpha\beta_{20}^N (e^{\Gamma_N z} - 1)},$$

где Γ_N – физическое усиление в N-м элементе, β_{20}^N – начальное значение его ДГС (минимальное в усилительных элементах). Импульс при усилении в этих элементах сохраняет чирп α. Профили ДГС соединительных пассивных световодов задаются аналогично (12), при распространении в них импульс так же поддерживает постоянную частотную модуляцию со скоростью α. Следует выделить лишь последний световод-модулятор. Спектр симиляритона, прошедшего все усилительные каскады, ограничивать нет необходимости, наоборот, его следует расширить, сообщив импульсу дополнительный высокий линейный чирп, погасив который параболический симиляритон возможно эффективно сжать и получить высокую пиковую мощность. Таким образом, профиль ДГС финального световода следует задать также согласно (12), но эффективный инкремент усиления можно увеличить для получения высокого линейного чирпа импульса.

Мощный импульс с высокой скоростью ЧМ, получаемый на выходе каскада может быть направлен для погашения чирпа и сжатия на элемент, обладающий аномальной дисперсией и минимальной нелинейностью. Предполагается, что это может быть пара дифракционных решеток

Для проверки теоретических результатов было проведено численное моделирование прохождения начального гауссового импульса вида

$$u_0(t) = \sqrt{P_0}\exp\left(-t^2/2t_0^2\right)$$

длительностью $t_0 = 2.5$ пс и пиковой мощностью $P_0 = 20$ Вт (начальная энергия $E_0 = 88.5$ пДж) и длиной волны $\lambda = 1557$ нм в четырехкаскадном усилителе-модуляторе построенном по изложенной выше схеме. Профиль ДГС усилительного каскада приведен на рис.2. На первом отрезке длиной $L_1 = 2.6м$ происходит усиление с инкрементом $\Gamma_I = 1.5м^{-1}$, что соответствует общему усилению около 17 дБ. ДГС при этом экспоненциально возрастает $\beta_2^I(z) = \beta_{20}^I e^{\Gamma_I z}$ с начального значения $\beta_{20}^I = 10^{-27} c^2/м$ до конечного (которое является начальным для второго элемента) $\beta_{20}^{II} = 5\cdot 10^{-26} c^2/м$. Во втором элементе длиной $L_2 - L_1 = 750м$ ДГС пассивного световода спадает по закону

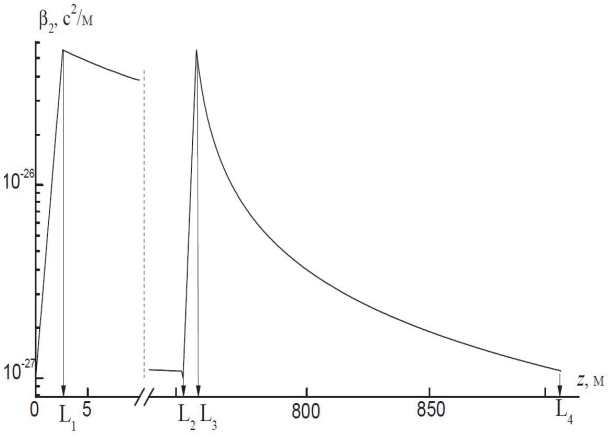

Рис. 2. Профиль ДГС усилительного каскада, использованный для численного моделирования

$$\beta_2^{II}(z) = \frac{\beta_{20}^{II}}{1 + 6\cdot 2\cdot 10^{23}\beta_{20}^{II}(z - L_1)}. \qquad (13)$$

Конечное значение ДГС во втором элементе $\beta_2^{II}(L_2) = 1.087\cdot 10^{-27} c^2/м$ близко к начальному для третьего усилительного элемента $\beta_{20}^{III} = 10^{-27} c^2/м$. Третий элемент длиной $L_3 - L_2 = 5м$ обладает инкрементом усиления $\Gamma_{III} = 0.8м^{-1}$ и общим усилением около 17, 4 дБ. Его ДГС растет согласно

$$\beta_2^{III}(z) = \frac{\Gamma_{III}\beta_{20}^{III} e^{\Gamma_{III}(z - L_2)}}{\Gamma_{III} + 6\cdot 2\cdot 10^{23}\cdot \beta_{20}^{III}(e^{\Gamma_{III}(z - L_2)} - 1)}, \qquad (14)$$

при этом $\beta_2^{III}(L_3)$ близок к $\beta_{20}^{IV} = 5\cdot 10^{-26} c^2/м$. Наконец, в пассивном световоде длиной $L_4 - L_3 = 150м$ ДГС спадает как

$$\beta_2^{IV}(z) = \frac{\beta_{20}^{IV}}{1 + 6\cdot 10^{24}\beta_{20}^{IV}(z - L_3)} \qquad (15)$$

до финального значения $\beta_2^{IV}(L_4) = 1.087\cdot 10^{-27} c^2/м$. Моделирование проводилось в предположении, что коэффициент нелинейности постоянен по длине каскада и равен γ = 3.33 Вт$^{-1}$км$^{-1}$.

На рис. 3 представлены результаты моделирования – эволюция изменения мгновенной частоты и формы огибающей импульса при прохождении каскада. Можно видеть, что в первом элементе импульс усиливается практически сохраняя гауссову форму огибающей и приобретая невысокую ЧМ. На втором этапе импульс, проходя световод с уменьшающейся ДГС (13), выходит на симиляритонную асимптотику, его огибающая приобретает параболическую форму, а изменение мгновенной частоты растет линейно $\Delta\omega = 2\alpha t$, где чирп в соответствии с (13)

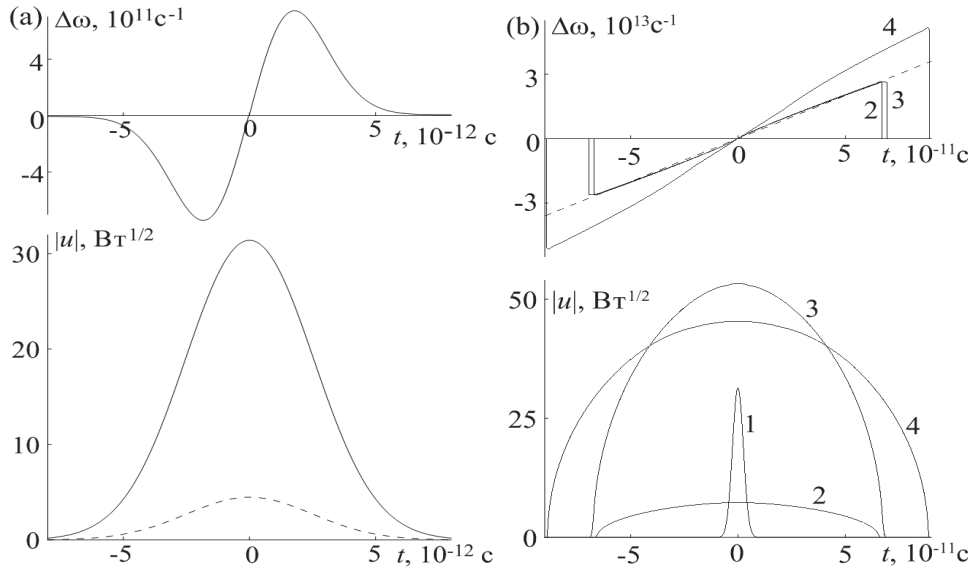

Рис. 3. Результаты численного моделирования:
(a): изменение мгновенной частоты и форма огибающей импульса после прохождения первого элемента каскада. Начальный импульс показан штриховой линией. (b): эволюция изменения мгновенной частоты и формы огибающей импульса при прохождении каскада. 1– после первого элемента, 2– второго, 3–третьего, 4 – на выходе из каскада. Штриховой линией на графике изменения мгновенной частоты показана асимптотика $\Delta\omega = 2\alpha t, \alpha = 2\cdot 10^{23} c^{-2}$

$\alpha = 2\cdot 10^{23} c^{-2}$. Далее можно видеть, что в третьем усилительном элементе чирп импульса сохраняется, и увеличение мощности происходит практически без роста ЧМ. Наконец, на выходе из каскада импульс приобретает повышенный чирп, отмечаем, что он отклоняется от линейной зависимости, что можно объяснить неполным сближением с асимптотическим решением.

На рис. 4 показана эволюция спектра импульса. Отмечаем, что на участках усиления с быстрорастущей ДГС спектр импульса изменяется незначительно. Уширение спектра происходит в пассивных световодах-модуляторах с уменьшающейся ДГС. Скорость частотной модуляции в световоде, соединяющем усилители, задана таким образом, чтобы ширина спектра импульса не превосходила ширины спектра усиления ~ 60 нм. В последнем элементе каскада спектр резко уширяется, вследствие повышения скорости ЧМ. В итоге, на выходе каскада получен импульс с формой огибающей близкой к параболической, его длительность $\tau_{FWHM} \approx 1.2$ 10^{-10} с, пиковая мощность $P \approx 2.8$ кВт, энергия $E = 317$ нДж $\approx 3.58\times 10^3 E_0$. Проведено моделирование компрессии полученного импульса на линейном диспергирующем элементе с аномальной дисперсией $\beta_2 \cdot \Delta L = -1.545\cdot 10^{-24} c^2$. Результаты представлены на рис. 5. Полученный в результате импульс обладает пиковой мощностью немного менее 800 кВт. Отмечаем правильную форму сжатого импульса с наличием дифракционных максимумов первых порядков.

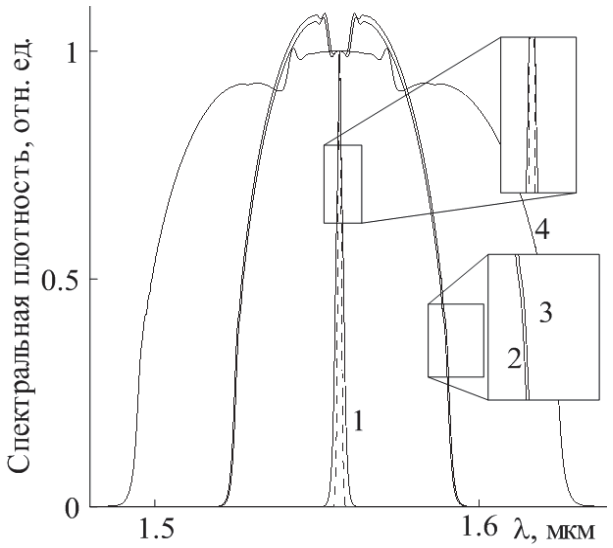

Рис. 4. Результаты численного моделирования. Эволюция спектра импульса при прохождении усилительного каскада: 1 – после первого элемента; 2 – после второго; 3 – после третьего; 4 – на выходе из каскада. Штриховой линией обозначен спектр начального импульса

Для сравнения было проведено моделирование прохождения импульса в усилителе с постоянной ДГС, равной среднему значению ДГС в каскаде при сохранении величины общего усиления. Усреднение ДГС проведено по трем первым элементам каскада, в которых ширина спектра импульса ограничивалась. Получено среднее значение ДГС

$$\overline{\beta}_2 = \frac{1}{L_3}\left\{\int_0^{L_1} \beta_2^I(z)dz + \int_{L_1}^{L_2} \beta_2^{II}(z)dz + \right.$$

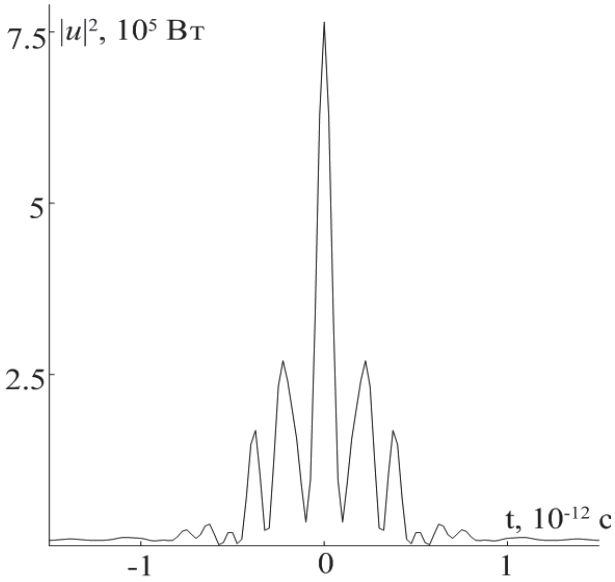

Рис. 5. Результат компрессии импульса, полученного на выходе усилительного каскада

$$+\int_{L_2}^{L_3}\beta_2^{III}(z)dz\Bigg\} = 4.3\cdot 10^{-27}\,c/м^{-2}. \quad (16)$$

Длина усилителя с постоянной ДГС выбрана равной длине трехэлементного каскада L_3. При этом при условии равного общего усиления получаем, что инкремент усиления в нем равен $\overline{\Gamma} = 0.0104$ м$^{-1}$. Результаты сравнения представлены на рис.6. Как можно видеть, ширина спектра импульса, прошедшего усилитель с постоянной ДГС значительно шире чем у импульса, прошедшего каскад. Это можно объяснить повышенным значением чирпа у импульса, усиленного при постоянной ДГС. Действительно, при усилении импульс выходитна симиляритонную асимптотику со скоростью ЧМ $\overline{\alpha} = \overline{\Gamma}/6\overline{\beta}_2 = 4.03\cdot 10^{23}$ с$^{-2} > \alpha$, что и приводит к значительной ширине спектра $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 150$ нм. Таким образом, реальное получение мощных импульсов в усилителях с постоянной ДГС крайне затруднительно, вследствие недостаточной ширины полосы усиления. Альтернативным способом может стать предложенная каскадная схема усиления с использованием световодов с изменяющейся ДГС.

В заключение сформулируем выводы: в работе предложена каскадная полностью волоконная схема усиления лазерных импульсов, использующая световоды с изменяющейся нормальной ДГС. Усиление предполагается производить на участках с быстрым, близким к экспоненциальному, ростом нормальной дисперсии. Участки усиления соединяются пассивными световодами с уменьшающейся нормальной ДГС. В процессе распространения в каскаде импульс трансформируется в параболический симиляритон, скоростью частотной модуляции которого возможно управлять при помощи подбора профилей дисперсии усилителей и пассивных световодов-модуляторов. Отметим, что скорость частотной модуляции можно снижать, выбирая пассивные световоды большой длины с меньшей скоростью снижения ДГС, при этом число усилительных элементов можно увеличить. Использование данной схемы позволяет контролировать ширину спектра импульса, поддерживая ее в пределах полосы усиления (максимум ~ 60 нм) и получать симиляритонные им-

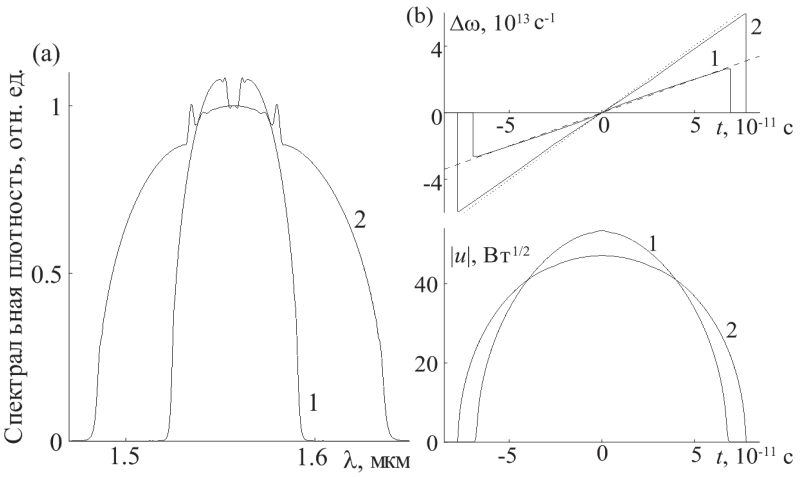

Рис. 6. Сравнение характеристик импульсов прошедших

1 – три каскада усилительной схемы, 2 – усилитель с постоянной ДГС и постоянным усилением. Длина и средние значения усиления и ДГС в обоих случаях равны. (a) – спектры импульсов, (b) – изменения мгновенной частоты и формы огибающих. Прямыми на графике изменения мгновенной частоты показаны асимптотики: штриховая – $\Delta\omega = 2\alpha t, \alpha = 2\cdot 10^{23}c^{-2}$, пунктирная – $\Delta\omega = 2\overline{\alpha}t, \overline{\alpha} = 4.03\cdot 10^{23}c^{-2}$

пульсы сверхвысоких энергий – до 1 мкДж и выше.При помощи финального модулятора мощному выходному импульсу возможно сообщить высокий линейный чирп, что позволит его эффективно сжать и достичь рекордных пиковых мощностей более 1 МВт.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральных целевых программ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 годы» и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fermann M.E., Kruglov V.I., Thomsen B.C., Dudley J.M., Harvey J.D.* Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers // Phys. Rev. Lett. Vol.84, №10, p.6010 (2000).
2. *Chang G., Winful H.G., Galvanauskas A., Norris T.B.* Incoherent selfsimilarities of the coupled amplified nonlinear Schrodinger equations // Physical Review E, Vol.73, p.016616, (2006).
3. *Dudley J.M., Finot C., Richardson D.J., Millot G.* Self-similarity in ultrafast nonlinear optics // Nature Physics, Vol.3, p.597 (2007).
4. *Sysolyatin A.A., Nolan D.A.* Optical signal processing in dispersion varying fibres // J. Nonlinear Opt. Phys. & Mat., Vol.16, p.171 (2007).
5. *Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Зотов К.В., Медведков О.И., Липатов Д.С., Яшков М.В., Гурьянов А.Н.* Алюмофосфосиликатные оптические волокна легированные эрбием // Квант. Электрон., Т. 40, №7, с.633 (2010).
6. *Hirooka T., Nakazava M.* Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fibre with normal group-velocity dispersion // Optics Letters. Vol.29, №5, p.498 (2004).
7. *Kraus S., Lucki M.* Dispersion compensating photonic crystal fiber with enhanced properties achieved by modified core geometry // Advances In Electrical And Electronic Engineering, Vol. 10, №2, p.101 (2012).
8. *Auguste J.L., Blondy J.M., Maury J., Marcou J., Dussardier B., Monnom G., Jindal R., Thyagarajan K. and Pal B.P.* Conception, realization, and characterization of a very high negative chromatic dispersion fiber // Optical Fiber Technology, Vol.8, p.89 (2002).

MULTI-STAGE OPTICAL FIBER AMPLIFIER WITH BANDWIDTH CONTROL

© 2012 I.O. Zolotovskii[1], D.A. Korobko[1], V.A. Lapin[1], R.N. Minvaliev[1], O.G. Okhotnikov[2], A. A. Sysolyatin[3], A.G. Nalimov[4]

[1] Ulyanovsk State University
[2] Optical Fiber Research Centre, Tampere, Finland
[3] Fiber Optics Research Center RAN, Moscow
[4] Image Processing Systems Institute of Russian Academy of Sciences, Samara

Laser pulse amplification in optical fiber amplifier with variable dispersion is considered. Active segments with exponential growth of dispersion are connected by passive optical fiber modulators. Fiber modulators have the given rate of dispersion decrease. It can be used for the pulse frequency modulation control.
Keywords: optical amplifier, frequency-modulated pulses.

Igor Zolotovskii, Candidate of Physics and Mathematics, Director of Nanotechnology and Materials Center of Research Institute of Technology. E-mail: rafzol.14@mail.ru
Dmitry Korobko, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Research Fellow. E-mail: korobkotam@rambler.ru
Victor Lapin, Graduate Student. E-mail: LVA2013@yandex.ru
Ramil Minvaliev, Graduate Student.
E-mail: romeldd@mail.ru
Oleg Oxotnikov, Doctor of Physics and Mathematics Director of the Fiber Research Centre, Tampere, Finland. E-mail: Oleg.Okhotnikov@tut.fi
Alexey Sysolyatin, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Research Fellow E-mail: alexs@lure.gpi.ru
Anton Nalimov, Candidate of Physics and Mathematics, Research Fellow. E-mail: anton@smr.ru.