

Использование высоколегированных германосиликатных световодов с малым диаметром сердцевины в стретчерах сверхкоротких лазерных импульсов на длине волны 1.03 мкм

Д.В.Худяков, Д.В.Ганин, А.Д.Ляшедько, А.А.Бородкин,
М.Е.Лихачев, М.Ю.Салганский, С.К.Вартапетов

Рассмотрено использование высоколегированного германосиликатного световода с W -профилем показателя преломления и с малым диаметром сердцевины в стретчерах сверхкоротких лазерных импульсов с последующим их усилением и сжатием в полностью волоконных лазерных системах. Применение оптических световодов такого типа позволило растянуть, усилить и затем сжать лазерные импульсы с минимальными искажениями формы и длительности первоначального импульса. Благодаря дисперсионным свойствам таких световодов, позволяющим значительно увеличить длительность импульса на малой длине световода и компенсировать положительную дисперсию третьего порядка выходного компрессора на дифракционных решетках, получены усиленные импульсы с энергией 2 мкДж и длительностью 250 фс без пикосекундного пьедестала. Проведен сравнительный анализ нескольких типов световодов для использования в стретчерах сверхкоротких лазерных импульсов с точки зрения их дисперсионной совместимости с выходным компрессором на дифракционных решетках.

Ключевые слова: волоконные лазеры, фемтосекундные лазеры, усиление сверхкоротких лазерных импульсов, нелинейная фазовая самомодуляция, дисперсия групповых скоростей, высоколегированный германосиликатный световод.

1. Введение

Компактные, надежные и мобильные фемтосекундные лазерные источники с энергией выходного импульса в несколько единиц и десятков микроджоулей, работающие на длине волны 1 мкм с высокой частотой следования импульсов (ЧСИ), очень востребованы в технологиях тонкой обработки материалов, зондирования, в офтальмологии для проведения операций по лазерной коррекции зрения и удалению катаракты [1]. Наиболее эффективными для этих целей являются волоконные импульсные лазерные источники фемтосекундной и субпикосекундной длительности с ЧСИ до 1 МГц и выше, которые позволяют обеспечить необходимые выходные характеристики при высокой надежности и простоте конструктивных решений. Одним из условий успешного применения таких импульсных источников в технологиях тонкой обработки материалов является наличие высокого контраста импульса – отношения энергий фемтосекундного импульса и уширенного пьедестала. При низком контрасте импульсов растут пороги фотопреобразования и появляется нежелательный разогрев зоны облучения.

В процессе работы с волоконными усилителями сверхкоротких лазерных импульсов исследователи сталкива-

ются с тремя основными проблемами: с влиянием некомпенсированных дисперсий высших порядков на форму и спектр усиленного импульса, с нелинейной фазовой самомодуляцией (ФСМ) импульса, возникающей в процессе усиления, и с рамановским рассеянием мощного импульса в оптическом волокне. К основным методам, позволяющим усиливать сверхкороткие импульсы в волокне без значительных изменений их формы и спектра, относятся параболическое усиление [2, 3], компенсация дисперсии третьего порядка нелинейной ФСМ [4, 5] и усиление chirпированных лазерных импульсов [6–8]. Параболическое усиление с пропорциональными изменениями временных и спектральных характеристик импульса не позволяет получать энергию усиленного импульса свыше 1 мкДж по причине ограничения спектральной полосы пропускания волоконного усилительного элемента [9]. Для компенсации дисперсии третьего порядка нелинейной ФСМ требуется обеспечить точное соответствие нескольких параметров – длин волокон, коэффициента усиления и спектральных характеристик импульса, что затрудняет применение этого метода вне лабораторных условий.

Метод усиления chirпированных импульсов предполагает использование удлинителя импульсов – стретчера – перед волоконным усилителем мощности для снижения плотности мощности излучения, проходящего по усиливающему волокну, что уменьшает влияние ФСМ на форму и спектр усиленного импульса. После уширения и усиления импульсов на заключительной стадии в компрессоре происходит их сжатие до первоначальной длительности. Компрессор, состоящий из двух дифракционных решеток и позволяющий регулировать коэффициент сжатия в широких пределах, используется чаще других, более сложных технологически. К их числу можно отнести компрессор лазерных импульсов на отрезке фотоннокристаллического волокна [10], а также компрессор на

Д.В.Худяков, Д.В.Ганин, С.К.Вартапетов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул.Вавилова, 38; e-mail: dimakh65@gmail.com

А.Д.Ляшедько, А.А.Бородкин. ООО «Оптосистемы» Центра физического приборостроения ИОФ РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк

М.Е.Лихачев. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова 38

М.Ю.Салганский. Институт химии высокоочищенных веществ им. Г.Г.Десятых РАН, Россия, 603950 Н. Новгород, ул. Тропинина, 49

Поступила в редакцию 7 ноября 2018 г., после доработки – 30 января 2019 г.

объемной дифракционной решетке [11], которые имеют фиксированную величину коэффициента сжатия.

Возможность получения усиленного импульса без искажения его первоначальной формы во многом зависит от дисперсионной совместимости стретчера и компрессора. В волоконных системах на длине волны 1 мкм дисперсия как второго, так и третьего порядков обычно положительная. В выходном компрессоре на дифракционных решетках дисперсия второго порядка отрицательная, а дисперсия третьего порядка положительная и поэтому она не компенсируется. Таким образом, результирующий коэффициент дисперсии третьего порядка для системы стретчер–компрессор только возрастает, что увеличивает пикосекундный пьедестал импульса. Для решения данной проблемы в одном случае изменяют дисперсионные свойства компрессора с учетом дисперсионных свойств конкретного стретчера. Для этого в схеме компрессора используют комбинацию из двух призм и двух дифракционных решеток [12] или в состав компрессора вводят две призмы – оптические элементы, в которых дифракционная решетка наносится на одну из граней призмы [13, 14]. Следует отметить, что такие конструкции компрессора сложны в юстировке и приводят к большим потерям в условиях многопроходной схемы. В другом случае используют стретчеры на волоконных брэгговских решетках, позволяющие в широких пределах регулировать величины и знаки дисперсий высших порядков с возможностью их подстройки под параметры конкретного компрессора в волоконной схеме лазера [15]. Однако сложность записи таких решеток не позволяет говорить об их общедоступности.

Другим, чисто волоконным решением является использование специальных волокон со сложным профилем показателя преломления, в которых волновая и материальная дисперсии подобраны так, что сумма дисперсий высших порядков для стретчера и компрессора близка к

нулю [16, 17]. Кроме того, большой коэффициент дисперсии второго порядка такого волоконного стретчера позволяет эффективно удлинять импульс на малой длине световода, что позволяет уменьшить влияние нелинейных эффектов ФСМ в волоконном усилителе [18]. Настоящая статья посвящена использованию высоколегированного германосиликатного световода с W-профилем показателя преломления и диаметром сердцевины 2 мкм для удлинения фемтосекундных импульсов с целью их последующего усиления в полностью волоконном усилителе до энергий в несколько микроджоулей на длине волны 1.03 мкм.

2. Эксперимент и обсуждение результатов

В экспериментах использовался волоконный фемтосекундный лазер, собранный по схеме, представленной на рис.1. В качестве источника импульсов для последующего усиления использовался фемтосекундный волоконный задающий генератор лазерных импульсов с линейной схемой резонатора на волокнах с сохранением поляризации и внутрирезонаторной компенсацией нормальной дисперсии при помощи пары дифракционных решеток. Режим синхронизации мод достигался с помощью насыщенного полупроводникового зеркала, которое устанавливалось прямо на один из торцов линейного волоконного резонатора. Импульсное излучение выводилось из резонатора через волоконный ответвитель. Из-за дисперсионного уширения на волоконных участках схемы импульсы приобретали частотную модуляцию (чирп) и уширялись до 5 пс на выходе резонатора. Импульсы могли быть сжаты до 200 фс с помощью внешнего компрессора на паре дифракционных решеток. ЧСИ задающего лазера составляла 32 МГц при средней мощности выходного излучения 3 мВт на центральной длине волны 1030 нм. Оптический спектр и автокорреляционная функция им-

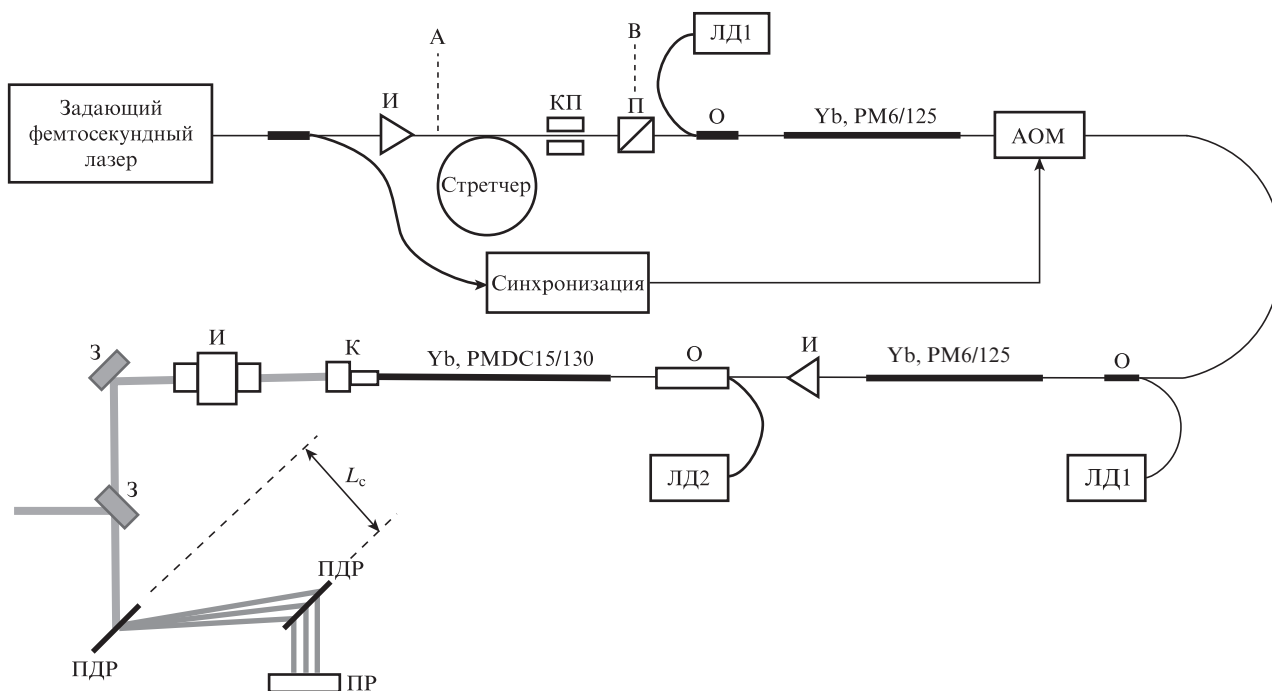


Рис.1. Схема волоконного лазера: И – изолятор; КП – контроллер поляризации; П – поляризатор; АОМ – акустооптический модулятор; К – коллиматор; О – объединитель; ПДР – прозрачная дифракционная решетка; L_c – расстояние между решетками в компрессоре; ЛД1 – одномодовый лазерный диод накачки (200 мВт, 976 нм); ЛД2 – многомодовый лазерный диод накачки (20 Вт, 976 нм); ПР – призма ретроотражателя; З – полностью отражающее зеркало.

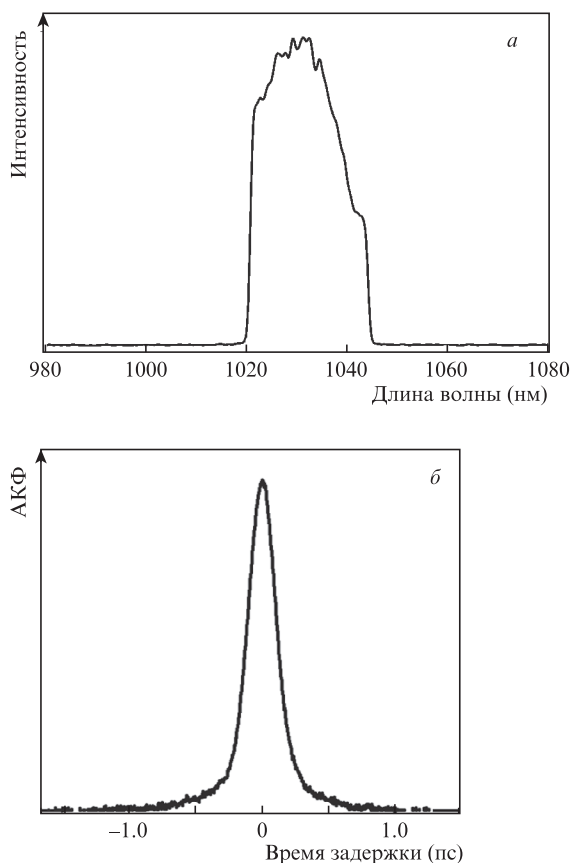


Рис.2. Выходные характеристики фемтосекундного задающего лазера: оптический спектр (а) и автокорреляционная функция импульса после оптимальной компрессии (б), полная ширина которой на полувысоте составляет 280 фс, что соответствует длительности импульса 200 фс.

пульсов задающего лазера показаны на рис.2. Полная ширина автокорреляционной функции сжатого импульса на полувысоте в зависимости от настройки резонатора составляла 260–300 фс, поэтому с учетом фактора деконволюции 1.42 для гауссового импульса длительность импульса находилась в диапазоне 183–211 фс.

В качестве стретчера использовались волокна двух типов одинаковой (50 м) длины: одномодовое волокно с сохранением поляризации PM980-XP 6/125 (далее волокно PM6/125) и одномодовый световод, высоколегированный оксидом германия, с W-профилем показателя преломления и диаметром сердцевины 2 мкм (далее дисперсионное волокно DS2/125). Измеренный профиль показателя преломления волокна DS2/125 показан на рис.3. Схема исследуемого лазера была полностью реализована на волокнах с сохранением поляризации, однако в случае применения волокна DS2/125 на участке А–В направление поляризации вдоль медленной оси устанавливалось волоконным поляризатором П и контроллером поляризации КП. Потери при использовании стретчера на волокне DS2/125 были обусловлены, в основном, различием диаметров сердцевинок стыкующихся волокон PM6/125 и DS2/125. Потери минимизировали при помощи многогранной сварки с одновременным контролем мощности проходящего излучения. После волоконного стретчера на вход первого предусилителя поступало излучение со средней мощностью около 1 мВт. Первый предусилитель на основе активного волокна Nufern PM-YSF-Н1 6/125 длиной 1 м усиливал излучение до средней мощности

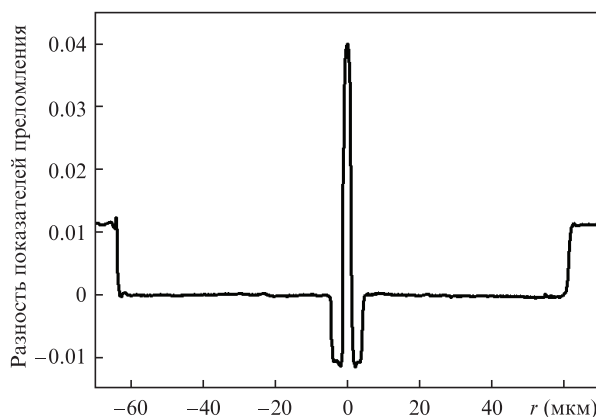


Рис.3. Радиальный профиль показателя преломления, измеренный в дисперсионном волокне DS2/125.

30–40 мВт. Затем излучение поступало на вход акустооптического модулятора, который понижал ЧСИ до 1 МГц и уменьшал среднюю мощность до 1.2 мВт.

Второй предусилитель был собран по той же схеме, что и первый, и позволял варьировать среднюю мощность излучения от 2 до 20 мВт на входе усилителя мощности, в котором использовался метровый отрезок активного волокна с двойной оболочкой и диаметром сердцевины 15 мкм (Nufern PLMA-YDF-15/130-VIII). Для его накачки использовался многомодовый диод с выходной средней мощностью до 20 Вт на длине волны 976 нм. Излучение накачки через объединитель вводилось в волоконно-сонаправленно сигнальному излучению. Выходное усиленное излучение с торца активного волокна коллимировалось и направлялось в компрессор, собранный на паре прозрачных дифракционных решеток с плотностью штрихов 1600 мм^{-1} . Эффективность дифракции каждой решетки составляла 95%, что позволяло обеспечить пропускание компрессора более 80%. В результате усиления сразу после коллиматора средняя мощность достигала 2.4 Вт, что соответствует энергии импульса на выходе компрессора 2 мкДж. При оптимальном расстоянии между решетками $L_c = 4.8 \text{ см}$ длительность импульса составляла 250 фс. Автокорреляционные функции и оптические спектры выходного импульса показаны на рис.4 и 5 для двух типов волоконных стретчеров. Из рис.4 видно, что при использовании стретчера на дисперсионном волокне DS2/125 заметно уменьшаются боковые крылья и пикосекундный пьедестал выходного импульса. Замена в стрет-

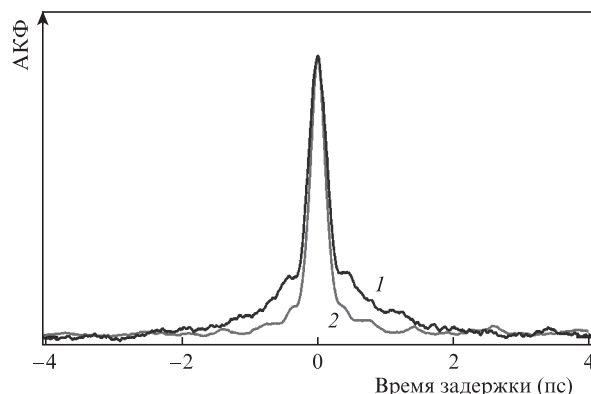


Рис.4. Автокорреляционная функция выходного импульса после компрессии при использовании в стретчере дисперсионного волокна PM6/125 (1) и волокна DS2/125 (2). Длины волокон 50 м.

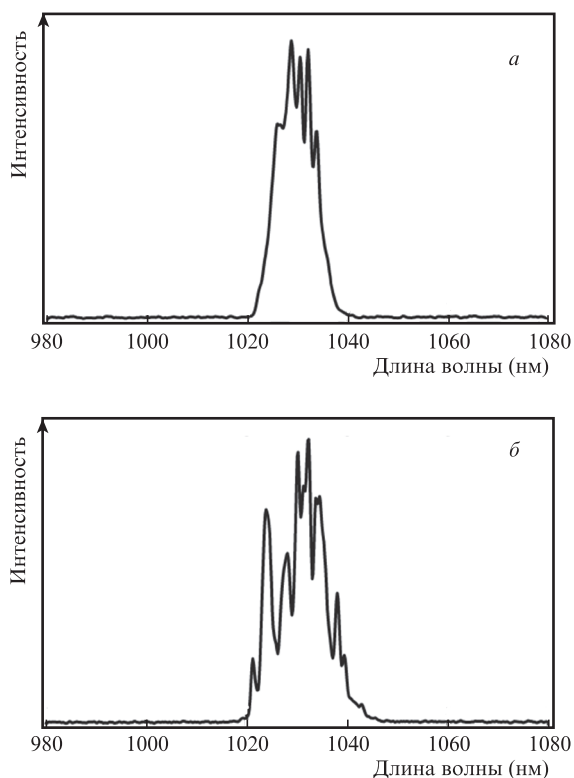


Рис.5. Спектры выходного излучения при использовании в стретчере дисперсионного волокна DS2/125 (а) и волокна PM6/125 (б). Длины волокон 50 м.

через дисперсионного волокна обычным волокном PM6/125 приводит к заметному уширению спектра и к появлению дополнительных спектральных линий (рис.5).

Как известно, эффекты дисперсии в световоде описываются с помощью разложения постоянной распространения $\beta = n(\omega)\omega/c$ в ряд Тейлора вблизи несущей частоты ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (1)$$

где $\beta_m = (d^m\beta/d\omega^m)_{\omega=\omega_0}$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). С коэффициентами дисперсии β_m связаны важные соотношения. Огибающая импульса движется с групповой скоростью $v_g = 1/\beta_1$. Коэффициент второго порядка β_2 определяет уширение импульса при прохождении через среду и связан с дисперсионным параметром D :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2. \quad (2)$$

На рис.6 показаны спектральные зависимости дисперсионных параметров для волокон PM6/125 и DS2/125, используемых в экспериментах, а также приведена расчетная зависимость $D(\lambda)$ для волокон DS1.5/125 и DS1.3/125, имеющих W-профиль показателя преломления сердцевины, идентичный световоду DS2/125, но отвечающий диаметрам сердцевины 1.5 и 1.3 мкм соответственно.

Используя значения D для каждого типа волокна на длине волны 1030 нм, легко оценить длительность импульса после стретчера по формуле

$$\tau_{str} \approx D\Delta\lambda L_{str}, \quad (3)$$

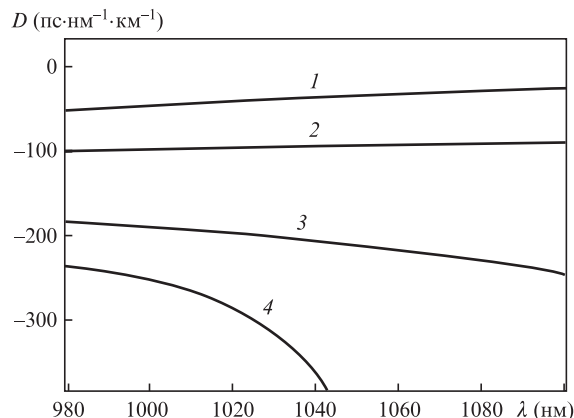


Рис.6. Зависимости дисперсионного параметра D от длины волны λ для волокна с сохранением поляризации PM-980XP с диаметром сердцевины $d = 6$ мкм (1), а также для дисперсионных волокон DS2/125 с $d = 2$ мкм (2), DS1.5/125 с $d = 1.5$ мкм (3) и DS1.3/125 с $d = 1.3$ мкм (4).

где $\Delta\lambda$ – ширина спектра на выходе фемтосекундного задающего лазера, равная 20 нм; L_{str} – длина волоконного стретчера (в км). Отсюда получаем $\tau_{str} = 40$ пс или 90 пс для длительности импульса после стретчера на волокне PM6/125 или DS2/125 соответственно. Таким образом, длительность импульса при использовании дисперсионного волокна увеличивается более чем в два раза, чем в случае обычного волокна той же длины. Увеличение длительности импульса перед усилителем мощности приводит к уменьшению влияния эффектов ФСМ в усилительном волокне. Количественно влияние ФСМ можно определить, рассчитав набег фазы при прохождении импульса через активную среду [19]:

$$\phi_{SPM} = k_0 n_2 I L, \quad (4)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$; n_2 – нелинейный показатель преломления; I – пиковая интенсивность; L – длина взаимодействия. Используя (4), на метровой длине активного волокна усилителя мощности, получаем набег фазы 9π и 4π для импульсов длительностью 40 пс и 90 пс соответственно. Величина ϕ_{SPM}/π приблизительно соответствует числу осцилляций (9 и 5) в уширенных из-за ФСМ спектрах, показанных на рис.4, для используемых в стретчере волокон PM6/125 и DS2/125 соответственно.

Использование дисперсионного волокна в стретчере не только заметно уменьшает влияние ФСМ, но и частично компенсирует влияние дисперсии третьего порядка комплекса стретчер–компрессор. Для волокна PM6/125 на $\lambda = 1030$ нм коэффициент дисперсии третьего порядка $\beta_3 > 0$, поэтому в системе стретчер–компрессор общее значение коэффициента β_3 только увеличивается. Для дисперсионного волокна DS2/125 на $\lambda = 1030$ нм коэффициент $\beta_3 < 0$, что частично компенсирует положительную дисперсию третьего порядка компрессора.

Для подтверждения того вывода, что волокно DS2/125 заметно улучшает дисперсионную согласованность системы стретчер–компрессор, мы рассмотрели два стретчера с одинаковой длительностью выходного импульса с тем, чтобы воздействие ФСМ на импульсы было одинаковым. Первый стретчер содержал 120 м обычного волокна PM6/125, а второй – 50 м дисперсионного волокна DS 2/125. Длительность импульсов, уширенных стретче-

Табл.1. Коэффициенты дисперсии второго и третьего порядков для системы стретчер–компрессор на $\lambda = 1030$ нм при использовании в стретчере волокон четырех типов.

Элемент	$\beta_2 (10^{-6} \text{ фс}^2)$	$\beta_3 (10^{-7} \text{ фс}^3)$
Компрессор	-2.7	2.3
PM6/125, $L_{\text{str}} = 120$ м	2.7	0.5
PM6/125 + Компрессор	0	2.8
DS 2/125, $L_{\text{str}} = 50$ м	2.7	-0.15
DS 2/125 + Компрессор	0	2.15
DS 1.5/125, $L_{\text{str}} = 28$ м	2.7	-0.5
DS 1.5/125 + Компрессор	0	1.8
DS 1.3/125, $L_{\text{str}} = 15$ м	2.7	-2.1
DS 1.3/125 + Компрессор	0	0.2

Примечание. Длина стретчера L_{str} в каждом случае соответствует одинаковой дисперсии второго порядка β_2 и длительности уширенного импульса 90 пс. Во всех вариантах используется компрессор с решетками с плотностью штрихов 1600 мм^{-1} и расстоянием между ними $L_c = 4.8$ см.

ром на любом типе волокна, составляла 90 пс. Однако после стретчера на обычном волокне PM6/125 импульс сжимался только до 500 фс, тогда как в случае стретчера на дисперсионном волокне DS 2/125 – до 250 фс. Данный факт говорит о несогласованности системы стретчер (PM6/125)–компрессор именно по дисперсионным параметрам. Возможность компенсации дисперсии третьего порядка компрессора с использованием волоконного стретчера рассматривается в табл.1, где указаны значения коэффициентов дисперсии для стретчера и компрессора, а также суммарные значения коэффициентов для системы стретчер–компрессор при длительности уширенного импульса в волоконном стретчере до 90 пс.

Отношение $K_{\text{cpr}} = \beta_3^{\text{cpr}}/\beta_2^{\text{cpr}}$ для компрессора на дифракционных решетках с плотностью штрихов 1600 мм^{-1} не зависит от расстояния между ними и равно 8.6 фс на длине волны 1030 нм. Значение K_{cpr} может снижаться до 7 фс при увеличении угла падения излучения на решетку на 4° , отсчитывая от оптимального угла 55.5° для решетки 1600 мм^{-1} . Значение отношения $K_{\text{str}} = \beta_3^{\text{str}}/\beta_2^{\text{str}}$ для стретчера не зависит от длины волокна. При оптимальной компрессии выполняется равенство $\beta_2^{\text{str}} = -\beta_2^{\text{cpr}}$, поэтому отношение коэффициентов дисперсии третьего порядка $K_{\text{str}}/K_{\text{cpr}} = \beta_3^{\text{str}}/\beta_3^{\text{cpr}}$ показывает возможность компенсации дисперсии третьего порядка в системе стретчер–компрессор на данной длине волны. Для волокна DS 2/125 величина K_{str} составляет всего -0.5 фс на $\lambda = 1030$ нм, что обеспечивает компенсацию на уровне нескольких процентов. При использовании волокон с меньшим диаметром сердцевины в стретчере уровень компенсации дисперсии третьего порядка увеличивается. Так, для волокон DS1.5/125 и DS1.3/125 величина K_{str} составляет -1.9 фс и -7.8 фс, что обеспечивает компенсацию 22% и 91% соответственно. С помощью волокна DS1.3/125 можно легко получить 100%-ную компенсацию дисперсии третьего порядка, используя либо небольшую подстройку угла наклона решеток компрессора, либо переход на длину волны генерации 1035 нм.

3. Заключение

Исследовано применение высоколегированных германосиликатных световодов с малым диаметром сердцевины в качестве стретчера свехкоротких лазерных импульсов в волоконных лазерах с выходным компрессором на дифракционных решетках. Показано, что использование таких волокон приводит к дисперсионной согласованности системы стретчер–компрессор и к уменьшению влияния ФСМ в усилительном волокне за счет значительного удлинения импульса в стретчере. В результате улучшается форма выходного импульса и уменьшается число осцилляций в выходном спектре. Отрицательная дисперсия третьего порядка в германосиликатных световодах с малым диаметром сердцевины позволяет компенсировать положительную дисперсию третьего порядка компрессора. Расчет дисперсионных параметров волокон показал, что уровень компенсации увеличивается с уменьшением диаметра сердцевины в германосиликатном дисперсионном волокне и достигает 100% при использовании волокна с диаметром сердцевины 1.3 мкм.

В части разработки и изготовления оптического световода работа поддержана программой Президиума РАН (направление №6: Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом; проект 5.7).

1. Вартапетов С.К., Худяков Д.В., Лапшин К.Э., Обидин А.З., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **42**, 262 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 262 (2012)].
2. Kruglov V.I., Peacock A.C., Harvey J.D., Dudley J.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 461 (2002)
3. Chang G., Galvanauskas A., Winful H.G., Norris T.B. *Opt. Lett.*, **29**, 2647 (2004).
4. Shah L., Liu Z., Hartl I., Imeshev G., Cho G.C., Fermann M.E. *Opt. Express*, **13**, 4717 (2005).
5. Zhou S., Kuznetsova L., Chong A., Wise F.W. *Opt. Express*, **13**, 4869 (2005).
6. Mukhopadhyay P.K., Ozgoren K., Budunoglu I.L., Pday F.O. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **15**, 145 (2009).
7. Shah L., Fermann M. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **22**, 552 (2007)
8. Hanna M., Papadopoulos D., Druon F., Georges P. *Opt. Express*, **17**, 10835 (2009)
9. Fu W., Tang Y., McComb T.S., Lowder T.L., Wise F.W. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, A37 (2017).
10. Limpert J., Schreiber T., Nolte S., Zellmer H., Tünnermann A. *Opt. Express*, **11**, 3332 (2003).
11. Glebov L., Smirnov V., Rotari E., Cohanoschi I., Glebova L., Smolski O., Lumeau J., Lantigua C., Glebov A. *Opt. Eng.*, **53**, 051514 (2014).
12. Zeytunyan A., Yesayan G., Mouradian L. *Appl. Opt.*, **52**, 7755 (2013).
13. Forget N., Crozatier V., Tournois P. *Appl. Phys. B*, **109**, 121 (2012).
14. Kane S., Squier J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 661 (1997).
15. Galvanauskas A., Fermann M.E., Harter D., Sugden K., Bennion I. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 1053 (1995).
16. Grüner-Nielsen L., Jakobsen D., Jespersen K.G., Pálsdóttir B. *Opt. Express*, **18**, 3768 (2010).
17. Grüner-Nielsen L., Wandel M., Kristensen P., Jorgensen C., Jorgensen L.V., Edvold B., Pálsdóttir B., Jakobsen D. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 3566 (2005).
18. Fernández A., Jespersen K., Zhu L., Grüner-Nielsen L., Baltuška A., Galvanauskas A., Verhoef A.J. *Opt. Lett.*, **37**, 927 (2012).
19. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996, с. 323).