

Волоконный световод с тройной оболочкой для растяжения импульсов

К.К.Бобков, А.Е.Левченко, М.Ю.Салганский, Д.В.Ганин,
А.Д.Ляшедько, Д.В.Худяков, М.Е.Лихачев

Представлены конструкции предназначенных для растяжения импульсов трехслойных световодов, в которых дисперсии второго, третьего и четвертого порядков согласуются с таковыми для компрессора на двух дифракционных решетках в трейси-конфигурации. Использование в схеме усилителя chirпированных импульсов световода, изготовленного в соответствии с одной из предложенных конструкций, дало возможность реализовать полностью волоконную систему сверхсильного растяжения импульсов, позволяющую обеспечить максимально качественное сжатие растянутых импульсов до фемтосекундной длительности.

Ключевые слова: волоконный трехслойный световод, растяжение импульсов, усилитель chirпированных импульсов.

1. Введение

Волоконные источники фемтосекундных импульсов с центральной длиной волны в области 1 мкм и большой пиковой мощностью вызывают большой интерес в связи с обширностью их практических применений (в том числе в промышленности и в медицине для прецизионной обработки материалов, имеющих низкую термостойкость). Выбор именно волоконных лазеров обусловлен их компактностью, относительной дешевизной и отсутствием компонентов, требующих подстройки. Поскольку волоконные световоды сами по себе являются средой с достаточно низким порогом нелинейных эффектов, то для достижения высокой пиковой мощности волоконных лазеров необходимо использовать активные световоды с большой площадью поля моды (БПМ) и реализовывать так называемую схему усилителя chirпированных импульсов (УЧИ). Суть ее заключается в том, что импульсы от задающего генератора (длительностью, как правило, несколько сотен фемтосекунд) сначала растягиваются в 100–1000 раз, затем усиливаются в активном БПМ-световоде и сжимаются, в идеальном случае – до изначальной длительности. Кварцевое стекло, на основе которого создаются световоды для работы в спектральной области 1 мкм, имеет нормальную дисперсию второго порядка ($\beta_2 > 0$). Следовательно, для сжатия импульсов необходимо использовать компрессор с аномальной дисперсией второго порядка. Однако при наличии больших

коэффициентов растяжения–сжатия достижение наилучшего качества сжатых импульсов (отсутствие pedestal и минимальная длительность) требует компенсации дисперсии не только второго порядка, но и, как минимум, третьего. А она в стандартных кварцевых световодах и решетчатом компрессоре имеет одинаковый знак ($\beta_3 > 0$). Для управления знаком дисперсии третьего порядка ранее было предложено использовать световоды с W-профилем (см., напр., [1]) или трехслойные световоды [2, 3]. Однако детальное исследование возможностей указанных методов в этих статьях не было выполнено.

В настоящей работе нами путем численного моделирования проведен поиск оптимальной конструкции трехслойного световода с целью как его согласования с дисперсией решетчатого компрессора, так и в плане его практической реализуемости. Показано, что при оптимизации параметров световода и последующей оптимизации конструкции компрессора (выбор угла, под которым располагается решетка, при одновременном согласовании расстояния между решетками и длины световода) возможно достижение компенсируемой дисперсии в широком спектральном диапазоне (более 20 нм при сжатии импульса до длительности менее 1 пс). На основе разработанной конструкции изготовлен световод, который в эксперименте позволил растянуть импульсы с центральной длиной волны 1030 нм и шириной 10 нм до 440 пс и затем их сжать решеточным компрессором до 370 фс.

2. Теория

Для сжатия усиленных импульсов в УЧИ-системах обычно применяется компрессор на основе двух дифракционных решеток. Использование решетчатого компрессора экономически выгодно, а в случае импульсов длительностью более нескольких сотен пикосекунд такой компрессор единственно возможен. В настоящей работе мы также будем сжимать импульсы в решетчатом компрессоре, поэтому поставленную перед нами задачу – создать световод для растяжения импульсов – логичнее всего начать решать с рассмотрения конструкции решетчатого компрессора и его параметров (β_2 и β_3). Ориенти-

К.К.Бобков, А.Е.Левченко, М.Е.Лихачев. Научный центр волоконной оптики им. Е.М.Дианова Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: wittkoss@gmail.com

М.Ю.Салганский. Институт химии высокочистых веществ РАН им. Г.Г.Десятых, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Тропинина, 49
Д.В.Ганин, Д.В.Худяков. Центр физического приборостроения Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, Калужское ш., 40-й км
А.Д.Ляшедько. ООО «Оптосистемы», Россия, 108840 Москва, Троицк, Калужское ш., 40-й км

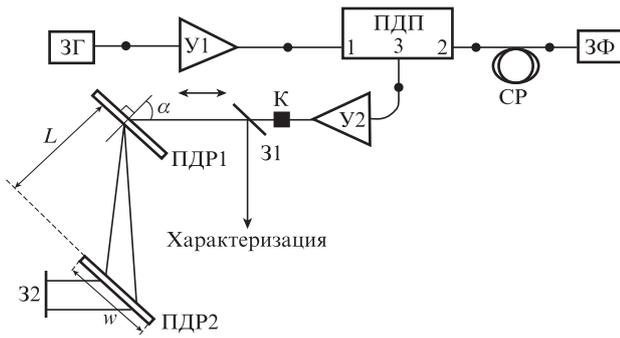


Рис.1. Схема экспериментальной установки: ЗГ – задающий генератор; У1, У2 – волоконные усилители; ПДП – поляризационный делитель пучка; СР – световод для растяжения; ЗФ – зеркало Фарадея; К – коллиматор; 31, 32 – диэлектрические зеркала; ПДР1, ПДР2 – пропускающие дифракционные решетки; w – ширина решетки; α – угол падения излучения на входную решетку.

руясь на эти параметры, мы и будем конструировать световод для растяжения импульсов.

Наиболее простой конструкцией компрессора на двух дифракционных решетках является так называемая трейси-конфигурация [4] (рис.1, слева внизу). Максимально достижимая величина дисперсии (т.е. величина задержки, вносимой компрессором) определяется несколькими параметрами: центральной длиной волны λ и спектральной шириной $\Delta\lambda$ сжимаемых импульсов, плотностью штрихов дифракционных решеток f , углом падения излучения на первую решетку α и шириной второй решетки w . Мы будем выполнять расчеты, используя характеристики имеющихся в нашем распоряжении пропускающих дифракционных решеток ПДР1 и ПДР2 с $f = 1600$ штрих./мм, которые предназначены для работы с излучением на $\lambda = 1060$ нм при $\alpha = 58^\circ$ (при таком угле эффективность дифракции превышает 94%; по данным производителя эффективность дифракции свыше 90% достигается при угле α в диапазоне $47^\circ - 66^\circ$), ширина второй решетки $w = 0.13$ м. Спектральную ширину сжимаемых импульсов $\Delta\lambda$ примем равной 10 нм с центральной длиной волны $\lambda = 1065$ нм (данные параметры соответствуют спектрально-ограниченной длительности менее 200 фс для гауссова импульса).

Оценить максимальную величину задержки (здесь и далее предполагается, что диспергированное ПДР1 излучение заполняет всю ширину ПДР2), вносимую рассматриваемым компрессором, можно из соображений геометрической оптики:

$$\tau = \frac{2w[\sin(\alpha_{-1} + D_\alpha) + \sin \alpha]}{c}, \quad (1)$$

где α_{-1} – угол дифракции излучения в -1 -й порядок; $D_\alpha = -f/\sqrt{1 - (\sin \alpha - \lambda f)^2}$ – угловая дисперсия решетки; c – скорость света. Максимальное допустимое расстояние между параллельными решетками, которое требуется для заполнения ПДР2, можно оценить по формуле

$$L = \frac{w}{\tan(\alpha_{-1} + D_\alpha \Delta\lambda) - \tan \alpha_{-1}}. \quad (2)$$

Из формул (1) и (2) следует, что максимальная задержка составляет около 1.4 нс в диапазоне углов падения $47^\circ - 66^\circ$. Величина задержки слабо зависит от централь-

ной длины волны сжимаемого излучения (для длин волн в области 1 мкм). Однако при уменьшении угла α до критических значений, при которых угол дифракции приближается к 90° , величина задержки с ростом длины волны излучения уменьшается (рис.2,а, $\alpha = 47^\circ$).

Дисперсия второго (β_2) и третьего (β_3) порядков для обсуждаемой конструкции компрессора рассчитывается по формулам [5]

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^3 L f^2}{\pi c^2} [1 - (\lambda f - \sin \alpha)^2]^{-3/2}, \quad (3)$$

$$\beta_3 = -\frac{3\lambda}{2\pi c} \frac{1 + \lambda f \sin \alpha - \sin^2 \alpha}{1 - (\lambda f - \sin \alpha)^2} \beta_2.$$

В соответствии с формулами (3) при уменьшении угла падения излучения на входную решетку компрессора максимально достижимая дисперсия второго порядка изменяется достаточно слабо (для центральной длины волны 1065 нм и α в диапазоне $47^\circ - 66^\circ$ β_2 изменяется от -63 до -86 пс² соответственно), но при этом (при фиксированной ширине спектра импульса $\Delta\lambda = 10$ нм) более чем на порядок изменяется необходимое расстояние между решетками (рис.2,а). В то же время отрицательным следствием уменьшения угла является рост дисперсии третьего порядка (рис.2,б), которую будет необходимо скомпенсировать.

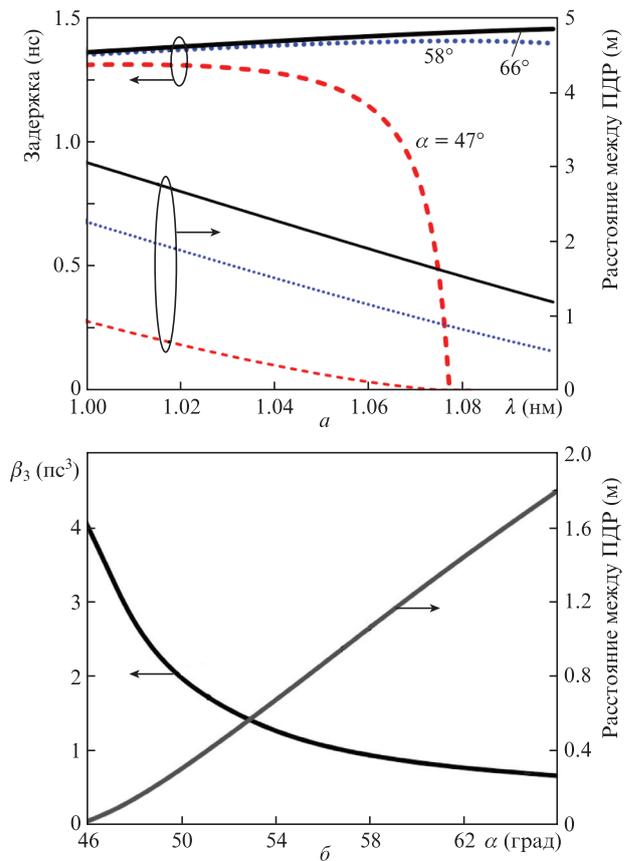


Рис.2. Зависимости максимально достижимой задержки для излучения с шириной спектра 10 нм и расстояния между решетками от длины волны излучения (а), а также максимально достижимой дисперсии третьего порядка β_3 и расстояния между решетками для излучения с центральной длиной волны 1065 нм и шириной спектра 10 нм от угла падения излучения α на первую дифракционную решетку (б).

Таким образом, работа при малых углах падения α позволяет создать весьма компактный компрессор, но световод, используемый для растяжения импульсов, должен иметь очень быстро изменяющуюся с длиной волны дисперсию второго порядка. При этом можно подобрать такой угол падения, при котором для любой длины волны излучения компрессор получается компактным.

Теперь перейдем к рассмотрению световода для растяжения импульсов. В волоконной оптике удобно пользоваться не величиной дисперсии второго порядка, а дисперсионным параметром D , который связан с β_2 выражением $D = -(2\pi c/\lambda^2)\beta_2$ и с помощью которого легко оценить примерную длительность импульсов после прохождения световода по формуле $\tau \approx D/l\Delta\lambda$, где l – длина световода. Используя приведенное выше выражение для D и учитывая, что $\beta_3 = \partial\beta_2/\partial\omega$ (где ω – частота излучения), можно вывести уравнение для связи D в световоде и β_3/β_2 компрессора:

$$\frac{\beta_3}{\beta_2} = -\left(2 + \frac{D'}{D}\lambda\right)\frac{\lambda}{2\pi c}, \quad (4)$$

где $D' = \partial D/\partial\lambda$ – наклон дисперсионного параметра. Использовать отношение D'/D , чтобы охарактеризовать световод, удобно, поскольку эта величина не зависит от длины световода (далее мы исходим из предположения, что длина световода каждый раз подбирается такой, чтобы скомпенсировать дисперсию второго порядка на рабочей длине волны 1065 нм).

Используя уравнения (3), (4), получаем требуемые для согласования световода с компрессором зависимости D'/D (рис.3). Из рисунка видно, что для $\lambda = 1065$ нм за счет изменения угла падения излучения на дифракционную решетку можно обеспечить перестройку требуемой величины D'/D в широком диапазоне: от 11 мкм^{-1} (для $\alpha = 66^\circ$) до 87 мкм^{-1} (для $\alpha = 47^\circ$).

Как было отмечено выше, в стандартных световодах для работы в области 1 мкм (например, световод PM980, на основе которого изготавливаются коммерчески доступные мультиплексоры, изоляторы, циркуляторы и т. д.) дисперсия третьего порядка имеет тот же знак ($\beta_3 > 0$), что и дисперсия третьего порядка в компрессоре на дифракционных решетках, т.е. дисперсионный параметр в этой области отрицательный, но его наклон D' – положительный. В волоконных световодах излучение распро-

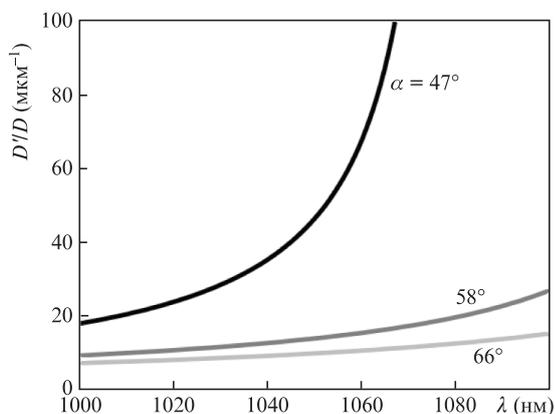


Рис.3. Зависимости $D'/D(\lambda)$, необходимые для согласования растягивающего световода и решетчатого компрессора при различных углах падения α .

страняется в поперечных модах, дисперсионные характеристики которых зависят от дисперсии материала, из которого создан световод, и от волноводных свойств самого световода. Поскольку на дисперсию кварцевого стекла мы повлиять не можем, то характеристики кривой дисперсионного параметра поперечной моды световода, грубо говоря, зависят от того, как изменяется распределение ее электрического поля в зависимости от длины волны излучения, распространяющегося в этой моде. На практике это означает, что отрицательный наклон дисперсионного параметра можно обеспечить, создав для рабочей моды условия распространения, близкие к отсечке. В случае световодов со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП), к которым относится тот же PM980, отсечку имеют все моды, кроме фундаментальной. Однако если создать вокруг сердцевинной депрессированный слой – кольцевой слой, показатель преломления которого меньше показателя преломления нелегированного кварцевого стекла (это так называемый световод с W-профилем), то и у фундаментальной моды появится длина волны отсечки [6].

Ранее нашим коллективом был разработан световод с подобным профилем для растяжения импульсов с центральной длиной волны 1030 нм [1]. Он имел следующие параметры: диаметр сердцевинной/оболочки 1.3/125 мкм, толщина депрессированного слоя 3.5 мкм, разность показателей преломления сердцевинной/депрессированного слоя и нелегированного кварцевого стекла $dn = 0.04/-0.01$. В результате на $\lambda = 1030$ нм дисперсионный параметр D составлял $-240 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$, а отношение $D'/D = 7.5 \text{ мкм}^{-1}$. Созданный световод использовался для растяжения импульсов, генерируемых фемтосекундным осциллятором, с центральной длиной волны 1030 нм и шириной 16 нм до длительности ~ 180 пс. Растянутые импульсы усиливались, а затем сжимались в компрессоре на паре дифракционных решеток (1600 штрих./мм, угол падения 55.5° , расстояние между решетками 0.12 м) до 270 фс при спектрально-ограниченной длительности импульса около 100 фс. Необходимо отметить, что автокорреляционные кривые импульсов демонстрировали наличие пьедестала.

Основной проблемой предложенной конструкции световода являлась необходимость изготовления сердцевинной моды малого размера. Из-за диффузии оксида германия, используемого для увеличения показателя преломления кварцевого стекла, ППП в реальном световоде «сглаживается», что приводит к значительному изменению величины дисперсионного параметра D , уменьшению отношения D'/D и сдвигу длины волны отсечки фундаментальной моды в коротковолновую область. На рис.4 показано, как диффузия повлияла на форму ППП в сердцевинной моде и как эти изменения сказались на кривой дисперсионного параметра (вставка на рис.4). Видно, что диффузия повлияла не только на величину и наклон кривой дисперсионного параметра, но и существенно сдвинула длину волны отсечки фундаментальной моды (с 1110 нм в модельном световоде до 1085 нм в реальном). Следует отметить, что дополнительным недостатком малого размера сердцевинной моды является низкий порог нелинейных эффектов (ВКР, фазовой самомодуляции), негативно сказывающихся на эффективности сжатия импульсов. Также было установлено, что созданный световод имеет большие потери (1.5 дБ) при сварке со стандартными световодами из-за сильного различия их диаметров поля моды.

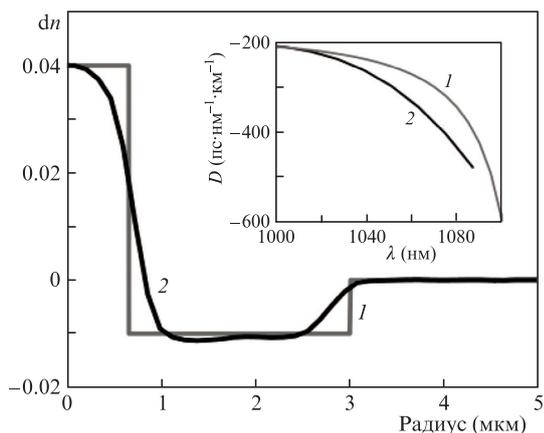


Рис.4. Модельный ППП (1), а также ППП изготовленного световода (2). На вставке: расчетный дисперсионный параметр D для модельного ППП и измеренный дисперсионный параметр реального световода; данные из статьи [1].

Отметим, что еще одной проблемой использования двухслойного световода является близость длины волны отсечки фундаментальной моды и рабочей длины волны. Поэтому даже небольшие вариации диаметра световода приводят к заметным вариациям длины волны отсечки фундаментальной моды, и существует риск, что часть растягиваемого/сжимаемого импульса будет потеряна из-за высоких потерь на вытекание.

Ранее был предложен более сложный способ управления наклоном дисперсии: вокруг 1-го кольца (слой с пониженным показателем преломления, созданный вокруг сердцевинки) создается 2-е кольцо с повышенным показателем преломления и получается так называемый трехслойный световод. Световод такой конструкции был изначально разработан для получения нужной формы кривой дисперсионного параметра (см., напр., [2]). В то же время, для того чтобы согласовать дисперсию третьего и четвертого порядков с решеточным компрессором, авторам работы [3] пришлось использовать дополнительный модуль со световодом, поддерживающим распространение высших мод. И хотя в работе [2] не приведены точные параметры разработанного световода (размер и показатель преломления сердцевинки и окружающих ее слоев), мы полагаем, что одной из причин, по которой в [2] не удалось полностью согласовать дисперсию трехслойного световода и решеточного компрессора, были технологические ограничения на получение минимального показателя преломления депрессированного слоя. Как правило, использование стандартных методик модифицированного осаждения из газовой фазы позволяет обеспечивать депрессию показателя преломления на уровне -0.005 [7]. Как показали наши расчеты, именно максимальный уровень депрессии ограничивает предельно достижимые значения дисперсии второго и третьего порядков. Так, зафиксировав разность показателей преломления депрессированного слоя и нелегированного кварцевого стекла на уровне -0.005 и варьируя значения показателя преломления и радиуса сердцевинки, ширину депрессированного слоя, размеры и показатель преломления кольцевого слоя при одновременном обеспечении одномодового режима работы, мы получили максимальное отношение D'/D на уровне 11 мкм^{-1} (на длине волны 1065 нм).

Необходимо отметить, что ранее нами была разработана технология осаждения высокофторированного слоя

методом модифицированного осаждения из газовой фазы, позволяющая достигать уровня депрессии показателя преломления вплоть до -0.011 [8], что существенно расширяет возможности проектирования профиля показателя преломления для световодов с компенсацией дисперсии.

Поскольку рассматриваемая конструкция трехслойного световода имеет шесть степеней свободы (радиус сердцевинки, толщины 1-го и 2-го кольцевых слоев, а также показатели преломления сердцевинки, 1-го и 2-го кольцевых слоев), задача подбора этих параметров становится довольно трудоемкой и времязатратной. Однако два ограничения несколько упрощают задачу: 1) используемая нами технология MCVD не позволяет создавать стекло с показателем преломления ниже показателя преломления нелегированного кварцевого стекла более чем на 0.011 (т.е. с $dn = -0.011$); 2) сердцевина должна поддерживать распространение только фундаментальной моды. Учитывая эти ограничения, мы создали программное обеспечение, с помощью которого грубым перебором вышеприведенных параметров осуществлялся поиск подходящего ППП световода в плане величины дисперсионного параметра и его наклона в интересующей нас области длин волн, причем поиск был ориентирован на попадание величины D'/D для $\lambda = 1065 \text{ нм}$ в ранее упомянутые границы ($11 - 87 \text{ мкм}^{-1}$).

На рис.5 показаны два ППП, полученных в результате моделирования. Было выбрано два крайних случая: световод с относительно небольшим предельным значением D'/D и световод с величиной D'/D , близкой к предельно возможной. Параметры первого световода: радиус сердцевинки 1.6 мкм , ширина 1-го/2-го кольцевого слоя $1.57/1.18 \text{ мкм}$ соответственно, dn сердцевинки/1-го кольцевого слоя/2-го кольцевого слоя $0.01/-0.01/0.002$ соответственно. Параметры второго световода: радиус сердцевинки 1.6 мкм , ширина 1-го/2-го кольцевого слоя $2.74/1.27 \text{ мкм}$ соответственно, dn сердцевинки/1-го кольца/2-го кольца $0.01/-0.009/0.003$. Как видно из рис.6, кривые дисперсионного параметра модельных ППП хорошо согласуются с таковыми для компрессора в широком диапазоне длин волн, из чего следует, что световоды согласованы с компрессором не только по величине дисперсии третьего порядка, но и, как минимум, по дисперсии четвертого порядка. Рассчитанные на основе полученных кривых отношения D'/D на длине волны 1065 нм составили 18 и 85 мкм^{-1} для первого и второго модельных ППП соответственно.

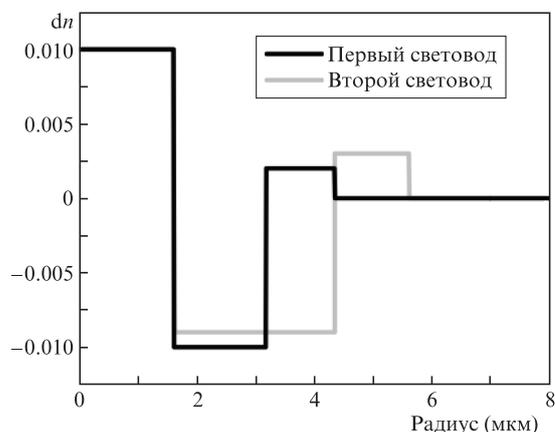


Рис.5. Модельные ППП трехслойных световодов.

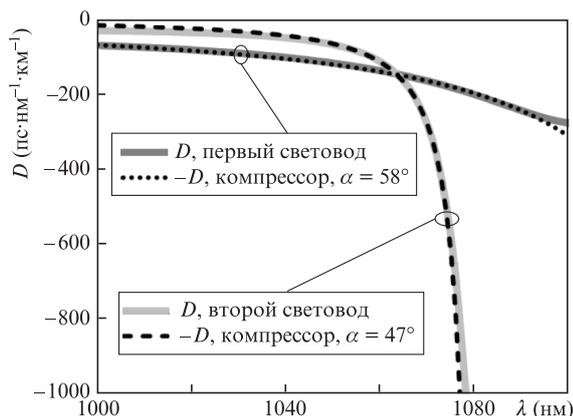


Рис.6. Кривые дисперсионного параметра D модельных ППП и компрессора при различных углах падения α .

Для того чтобы оценить согласованность компрессора и рассматриваемых световодов по дисперсионному параметру, построим зависимость рассогласованности $\Delta t(\delta\lambda)$, определяемую как произведение разности дисперсионных параметров компрессора D_c и световода D_f на отстройку $\delta\lambda$: $(D_c - D_f) \delta\lambda$ (отстройка $\delta\lambda$ отсчитывалась от центральной длины волны 1065 нм) (рис.7,а), величина D_c рассчитывалась для компрессора, настроенного под оптимальный угол. Физический смысл Δt – это оценка длительности несжимаемого пьедестала у основания сжатого импульса. Как видно из рисунка, при ширине

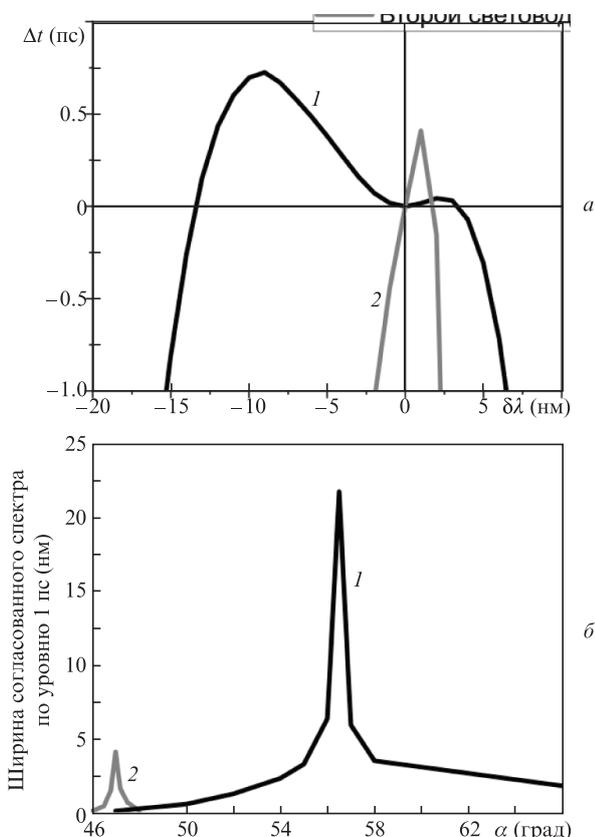


Рис.7. Рассчитанные для первого (1) и второго (2) световодов зависимости рассогласованности дисперсионного параметра от отстройки $\delta\lambda$ от длины волны 1065 нм (а) и ширины согласованного спектра по уровню 1 пс от угла падения излучения α на первую решетку компрессора (б). Расчеты выполнены для излучения с центральной длиной волны 1065 нм.

спектра $\Delta\lambda = 10$ нм рассогласованность для первого световода не превышает 0.5 пс. В нашей предыдущей работе [1] рассогласованность для спектра шириной 10 нм составляла 1.5 пс, при этом длительность сжатых импульсов была около 300 фс; это позволяет предположить, что при рассогласовании крайних точек на уровне 1 пс сжатый импульс будет иметь длительность менее нескольких сотен фемтосекунд. В то же время для второго световода, созданного для угла $\alpha = 47^\circ$, ширина согласованного спектра по уровню 1 пс составляет всего 4 нм. Стоит также уточнить, что для второго световода небольшое (в доли градуса) отклонение от оптимального угла падения излучения на входную решетку компрессора приводит к резкому уменьшению ширины согласованного спектра, тогда как для первого световода ширина согласования в 10 нм обеспечивается при гораздо более грубой настройке угла (рис.7,б).

3. Эксперимент

Заготовка волоконного световода, реализованная методом MCVD, имела параметры ППП, близкие к оптимальным, полученным в ходе моделирования и приведенным в предыдущей части (см. рис.5, первый световод). Затем из заготовки был вытянут волоконный световод, в котором интерферометрическим методом [9] был измерен дисперсионный параметр D (-150 пс·нм $^{-1}$ ·км $^{-1}$ на длине волны 1030 нм) и рассчитано отношение D'/D (рис.8). Следует отметить, что изготовленная заготовка не совсем точно воспроизводила модельный ППП, поэтому длина волны отсечки фундаментальной моды находилась вблизи рабочей длины волны и реализованный световод в этой области становился чувствительным к изгибу. Так, измеренные потери в этом световоде, намотанном на катушку диаметром 50 см, на длине волны 1065 нм составили более 800 дБ/км, а на длине волны 1030 нм – 37 дБ/км. По этой причине в дальнейших экспериментах по растяжению и сжатию импульсов нам пришлось работать с chirпированными импульсами с центральной длиной волны 1030 нм, а не 1065 нм. Созданный световод поддерживал распространение только фундаментальной моды. Потери на сварку со стандартным световодом PM980 составляли 1.1 дБ.

Реализованный световод длиной 200 м использовался для растяжения импульсов с длительностью 6.5 пс, центральной длиной волны $\lambda = 1030$ нм, шириной спектра

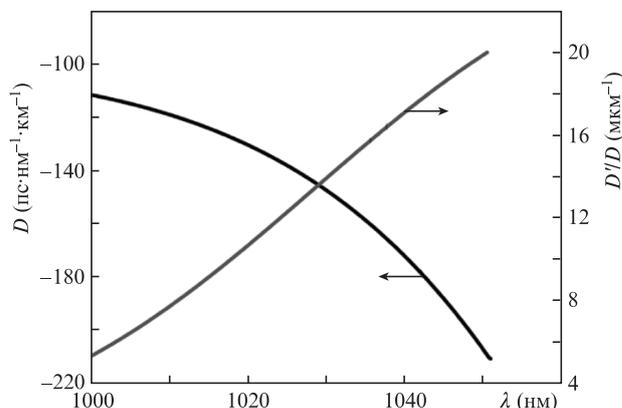


Рис.8. Измеренное значение дисперсионного параметра D и рассчитанное отношение D'/D в зависимости от длины волны.

10 нм и частотой следования 27.2 МГц, генерируемых самодельным задающим генератором chirпированных импульсов; растянутые импульсы затем сжимались в решетчатом компрессоре (см. рис.1). Во всех частях системы, кроме созданного световода, использовались световоды с поддержкой поляризации типа Panda, поэтому для сохранения состояния поляризации импульсов, прошедших через исследуемый световод, применялись волоконный поляризационный делитель пучка и зеркало Фарадея с волоконным выходом. За счет использования зеркала Фарадея длина световода, предназначенного для растяжения импульсов, фактически увеличилась в два раза, поэтому увеличилась и вносимая дисперсия. Экстинкция растянутых импульсов составила более 22 дБ. Излучение на входе и задающего генератора и исследуемого световода усиливалось, но при этом величина усиления подбиралась такой, чтобы спектр импульсов по мере прохождения системы оставался неизменным. Средняя мощность (энергия) импульсов на выходе задающего генератора, первого усилителя, второго усилителя и компрессора составляла 2.5 мВт (0.092 нДж), 10 мВт (0.368 нДж), 10 мВт (0.368 нДж) и 9 мВт (0.331 нДж) соответственно. Ранее нами было показано, что средней мощности в 10 мВт достаточно для насыщения коэффициента усиления иттербиевого конусообразного световода [10], поэтому в дальнейшем растянутые импульсы будут усиливаться именно в таком световоде-конусе. На рис.9 приведены спектры импульсов на выходе из задающего генератора, первого усилителя, второго усилителя и компрессора. Видно, что после прохождения импульсами растягивающего световода их спектр сужается до 6 нм, что связано с большой величиной потерь излучения в созданном световоде (так, на длине волны 1040 нм потери составили 241 дБ/км). Длительность растянутых импульсов равна 440 пс (рис. 10, оранжевая сплошная кривая), что отличается от расчетной длительности (по формуле для Δt , приведенной в теоретической части, это 600 пс) и объясняется упомянутым выше сужением спектра импульсов из-за большого уровня потерь.

Сжатие растянутых импульсов осуществлялось в компрессоре на двух параллельных пропускающих дифракционных решетках (1600 штрих./мм, оптимальный угол падения излучения для согласования световода и компрессора по величине дисперсии третьего порядка $\alpha = 54^\circ$) с расстоянием между ними 54 см. Длительность сжатых импульсов (в предположении их гауссовой формы) составила 370 фс (рис.11, оранжевая кривая), при этом интегральная доля мощности в пьедестале составила

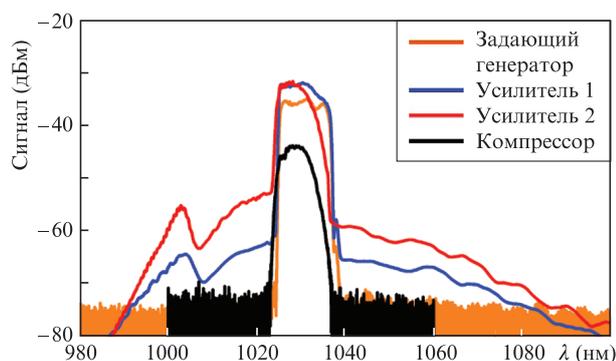


Рис.9. Спектры импульсов на выходе из разных элементов экспериментальной установки, приведенной на рис. 1.

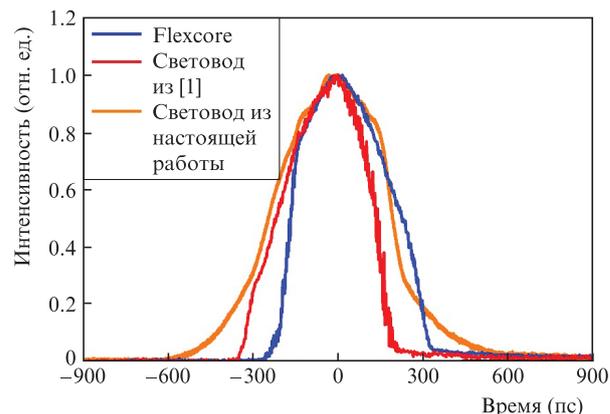


Рис.10. Длительности и формы растянутых импульсов, полученных с помощью различных световодов.

19%. На автокорреляционной функции импульса виден низкоинтенсивный пик около времени задержки 5 пс, обусловленный тем, что делитель пучка в используемом автокорреляторе (Inrad 5-14b) имеет плоскопараллельную, а не клиновидную форму; в связи с этим наблюдаемый пик соответствует автокорреляции пучка, отраженного от нерабочей грани делителя. Следует отметить, что импульсы излучения задающего генератора удалось сжать до 290 фс (рис.11, черная кривая), притом что их спектральная ширина составляла 10 нм против 6 нм для импульсов, прошедших через исследуемый световод для растяжения импульсов.

Для сравнения мы также провели аналогичный эксперимент с использованием стандартного телекоммуникационного световода Flexcore (дисперсионный параметр $D = -41 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ на $\lambda = 1030 \text{ нм}$) длиной около 420 м и световода из нашей работы [1], который имел только один кольцевой слой и дисперсионный параметр $D = -240 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ на $\lambda = 1030 \text{ нм}$ и длину около 78 м. В случае световода Flexcore длительность растянутых импульсов составила 390 пс (рис.10, синяя кривая). Поскольку согласовать этот световод с компрессором по величине дисперсии третьего порядка не представляется возможным, компрессор не перенастраивался и угол па-

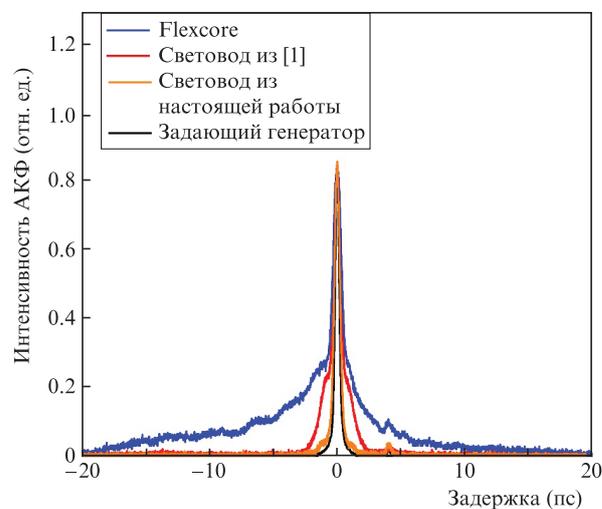


Рис.11. Автокорреляционные функции сжатых импульсов, полученных с помощью различных световодов, а также сжатого импульса задающего генератора.

дения излучения был оставлен тем же (54°). Растянутые импульсы удалось сжать до длительности 570 фс (рис.11, синяя кривая) при расстоянии между решетками 38 см, однако доля мощности в несжимаемом пьедестале импульса составила 77%. В случае световода из работы [1] длительность растянутых импульсов составила 360 пс (рис.10, красная кривая). Для согласования световода и компрессора по дисперсии третьего порядка компрессор был перенастроен на угол падения 71° и расстояние между решетками 80 см, что позволило сжать растянутые импульсы до длительности 460 фс (рис.11, красная кривая) при доле мощности в пьедестале 45%. Таким образом, наилучший результат был получен с разработанным в настоящей работе световодом – именно благодаря ему удалось получить наименьшую долю мощности в пьедестале (19% по сравнению с 45% в световоде из работы [1] и 77% для стандартного световода Flexcore). Использование разработанного световода позволило получить наименьшую длительность импульса (370 фс по сравнению с 460 фс для световода из работы [1] и 570 фс для стандартного световода Flexcore).

4. Заключение

Исследована конструкция компрессора на двух пропускающих дифракционных решетках в трэйси-конфигурации. Показано, что при уменьшении угла падения сжимаемых импульсов на входную дифракционную решетку компрессора возможно создание очень компактной системы сжатия импульсов (с расстоянием между решетками около 20 см) при компенсируемой задержке около 1.4 нс. Методом математического моделирования рассчитана конструкция трехслойного световода для растяжения импульсов, которая отлично согласуется с рассмотренным компрессором по величине дисперсии вто-

рого и третьего порядков в области длин волн около 1 мкм. На основе одной из рассчитанных конструкций реализован волоконный световод с дисперсионным параметром $D = -140 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ и отношением $D'/D = 14 \text{ мкм}^{-1}$ на длине волны 1030 нм. Созданный световод использовался для растяжения импульсов с длительностью 6.5 пс, центральной длиной волны 1030 нм и шириной спектра 10 нм до 440 пс. Растянутые импульсы затем сжимались в компрессоре на двух дифракционных решетках до длительности 370 фс, при этом доля мощности в пьедестале составила всего 19%, что существенно превосходит результаты, которые можно получить с помощью стандартных световодов (со ступенчатым ППП) и даже с помощью световодов, ранее специально разработанных для решения этих задач [1].

Работа была выполнена при поддержке РНФ (грант № 20-79-00283).

1. Khudyakov D.V., Ganin D.V., Lyashedko A.D., Likhachev M.E., Senatorov A.K., Salgansky M.Y., Vartapetov S.K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **36**, 3066 (2019).
2. Grüner-Nielsen L., Jakobsen D., Jespersen K.G., Pálsdóttir B. *Opt. Express*, **18**, 3768 (2010).
3. Ramachandran S., Ghalmi S., Nicholson J.W., Yan M.F., Wisk P., Monberg E., Dimarcello F.V. *Opt. Lett.*, **18**, 2532 (2006).
4. Treacy E.B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **5**, 454 (1969).
5. Kane S., Squier J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 2052 (1995).
6. Kawakami S., Nishida S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10**, 879 (1974).
7. Andreev A.G., Ermakov V.S., Kryukov I.I., Tsibinogina M.K., Dukel'skii K.V., Eron'yan M.A., Petrovskii G.T., Serkov M.M., Tsibinogina M.K. *Glass Phys. Chem.*, **32**, 33 (2006).
8. Guryanov A.N., Salganskii M.Y., Khopin V.F., Kosolapov A.F., Semenov S.L. *Inorg. Mater.*, **45**, 823 (2009).
9. Tateda M., Shibata N., Seikai S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 404 (1981).
10. Bobkov K., Andrianov A., Koptev M., Muravyev S., Levchenko A., Velmiskin V., Aleshkina S., Semjonov S., Lipatov D., Guryanov A., Kim A., Likhachev M. *Opt. Express*, **25**, 26958 (2017).