

PACS 42.55.Wd; 42.60.Da; 42.60.Fc; 42.65.Jx; 42.65.Re

Полностью волоконный лазер чирпированных импульсов высокой энергии в спектральной области 1 мкм

Л.В.Котов, М.Е.Лихачев, М.М.Бубнов, Д.С.Липатов, А.Н.Гурьянов

Реализована полностью волоконная схема лазера ультракоротких чирпированных (100 пс с возможностью сжатия до 430 фс) импульсов на длине волны 1030 нм, основанная на задающем генераторе, в котором используется зеркальный полупроводниковый насыщающийся поглотитель. Продемонстрировано усиление полученных импульсов до энергии 0.6 мкДж при возможности их сжатия до 650 фс.

Ключевые слова: волоконный лазер, фазовая самомодуляция, SESAM, фемтосекундные импульсы.

1. Введение

Высокая надежность, эффективность и компактность волоконных лазеров ультракоротких импульсов (УКИ) вызывают к ним в последние годы все больший интерес. Наиболее перспективными с точки зрения пиковой и средней мощности на данный момент являются лазеры УКИ в спектральной области 1 мкм, т.к. возможность введения в сердцевину световода ионов иттербия в высоких концентрациях позволяет сократить рабочую длину усилителя и минимизировать (по сравнению с эрбиевыми и тулиевыми лазерами УКИ) влияние нелинейных эффектов. Тем не менее именно появление нежелательных нелинейных эффектов на выходном каскаде усиления накладывает ограничения на максимальную пиковую мощность, достигаемую в волоконном усилителе. Использование методики усиления чирпированных импульсов, у которых за счет распространения в среде с высокой дисперсией групповых скоростей (ДГС) возникает временная задержка, линейно зависящая от длины волны (линейный чирп), позволяет существенно (на несколько порядков) повысить порог нелинейных эффектов. Имея длительность, существенно превышающую длительность спектрально ограниченных импульсов с такой же шириной спектра, чирпированные импульсы могут быть эффективно сжаты (например, при помощи пары дифракционных решеток) до длительности спектрально ограниченного импульса.

Существуют несколько подходов к реализации лазеров такого типа. В первую очередь это схемы, в которых осуществляется генерация фемтосекундных импульсов с большой спектральной шириной и которые затем прохо-

дят через элемент с высокой дисперсией. Наилучшие результаты были получены в работе [1], где увеличение длительности фемтосекундных импульсов до 3 нс и последующее их усиление в микроструктурированном волокне, а затем сжатие до субпикосекундной длительности позволили получить энергию в импульсе около 2 мДж и пиковую мощность около 3.8 ГВт. Однако в [1] для генерации импульсов, их сжатия, растяжения и ввода в усилители применялись объемные элементы (Ti-сапфировый задающий лазер, линзы с трехкоординатными подвижками, дифракционные решетки и т.п.). Такой подход приводит к потере основных достоинств волоконных лазеров – компактности и надежности – и делает затруднительным практическое использование подобных устройств.

Стоит отметить, что генерация фемтосекундных импульсов, обладающих достаточной спектральной шириной в области 1 мкм и предназначенных для дальнейшего усиления в волоконных схемах, вызывает гораздо больше трудностей, чем в более длинноволновой области 1.55 мкм [2]. Причина этого – отсутствие стандартных световодов с аномальной ДГС в этой спектральной области, которые являются необходимой составляющей задающих генераторов, основанных на управлении внутррезонаторной дисперсией. Конечно, внутри резонатора можно установить объемные элементы для компенсации дисперсии – пары призм [3] или дифракционных решеток [4] либо световод с воздушной сердцевиной [5], однако такие схемы лишаются преимуществ полностью волоконных систем, в первую очередь надежности.

Альтернативным подходом, вызывающим все больший интерес, является генерация сильно чирпированных импульсов (длительностью от нескольких десятков до сотен пикосекунд) сразу на выходе из задающего генератора. Однако в данном случае возникает сложность в реализации стабильно работающего задающего генератора, которая возрастает по мере увеличения длительности чирпированных импульсов. Максимальная достигнутая длительность импульсов в таких системах составляет 150 пс при возможности сжатия импульсов до 880 фс [6]. В то же время в [7, 8] указано, что режимы генерации в таких схемах являются нестабильными, и лишь изменение конструкции задающего генератора позволяет получить стабильный режим генерации чирпированных импульсов длительностью 30 пс [8].

Л.В.Котов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: alterlk@yandex.ru

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

Д.С.Липатов, А.Н.Гурьянов. Институт химии высокочистых веществ РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Тропинина, 49

Поступила в редакцию 24 декабря 2012 г., после доработки – 7 февраля 2013 г.

Развитием данной идеи является генерация относительно коротких чирпированных импульсов с последующим увеличением их длительности в протяженном отрезке волоконного световода. Так, например, в работе [9] была реализована целиком волоконная схема усилителя, где импульсы сначала растягивались до 30 пс, а затем усиливались до энергии ~ 0.25 мкДж. Необходимо отметить, что все перечисленные схемы импульсных лазеров, обеспечивающие генерацию пикосекундных импульсов с широким спектром (достаточным для сжатия импульсов до фемтосекундной длительности), основаны на принципе нелинейного вращения поляризации. Однако необходимость подстройки контроллера поляризации делает подобные схемы значительно менее долговременно надежными по сравнению со схемами, основанными на использовании полупроводникового насыщающегося зеркального поглотителя (SESAM).

Целью настоящей работы является использование полностью волоконного задающего генератора на основе SESAM для генерации сильночирпированных импульсов, с последующим их усилением и сжатием до субпикосекундных длительностей. Особенность работы – использование наиболее простых в реализации коммерчески доступных целиком волоконных схем на основе SESAM, генерирующих спектрально ограниченные пикосекундные импульсы (ширина спектра менее 1 нм) на длине волны ~ 1 мкм (напр., [10]).

2. Принцип генерации чирпированных импульсов

Излучение лазера, который может служить задающим генератором для усиливающей системы, позволяющей достичь высоких энергий в субпикосекундном импульсе, должно обладать относительно широким спектром. Это даст возможность сжать импульсы после усиления до малой длительности и уменьшить суммарную дисперсию, необходимую для получения чирпированного импульса большой длительности. В то же время, как было отмечено выше, наиболее простыми и надежными схемами задающих генераторов в области 1 мкм являются схемы на основе SESAM, генерирующие спектрально ограниченные импульсы длительностью несколько пикосекунд.

Хорошо известно, что в случае спектрально ограниченных импульсов значительное увеличение ширины спектра при одновременном получении близкого к линейному чирпа может быть обеспечено за счет фазовой самомодуляции (ФСМ), возникающей при распространении импульсов относительно малой длительности и относительно высокой пиковой мощности в среде с керровской нелинейностью. В полностью волоконной схеме такой средой может являться сам волоконный световод, при этом для эффективного уширения спектра нелинейная длина используемого световода должна существенно превышать дисперсионную. Однако для последующего увеличения длительности импульса за счет ДГС без дополнительного искажения его спектра, волоконный световод должен обладать обратным качеством: его нелинейная длина должна быть меньше дисперсионной. Вообще говоря, и уширение спектра, и увеличение длительности импульса могут производиться одновременно в одном световоде, однако в этом случае достаточно сложно контролировать длительность чирпированного импульса и получать импульсы заданной (большой) длительности. По этой при-

чине в настоящей работе процессы уширения спектра и увеличения длительности импульса были разнесены и проходили поочередно в различных световодах.

3. Результаты экспериментов

В качестве задающего генератора нами использовался коммерчески доступный полностью волоконный лазер (Fianium), содержащий SESAM и генерирующий поляризованные импульсы длительностью 11 пс с частотой следования 20 МГц при средней мощности 2.5 мВт. Ширина спектра этого лазера составляла ~ 0.1 нм (рис. 1). Для уширения спектра за счет ФСМ средняя мощность задающего лазера была увеличена до 140 мВт с помощью двух волоконных каскадов усиления. Диаметр сердцевины одномодовых световодов, применявшихся в каскадах усиления (иттербиевые световоды, мультиплексоры, изоляторы), составлял 6 мкм, а их суммарная длина была равна ~ 2.5 м. Световоды, используемые на этой, а также на всех последующих стадиях, поддерживали поляризацию. После усиления спектр уширился до ~ 0.8 нм (рис. 1). Затем усиленное излучение было пропущено через отрезок одномодового световода длиной 50 м с диаметром сердцевины 6 мкм, где ширина его спектра увеличилась до ~ 8.5 нм (рис. 1). Хроматическая дисперсия D данного световода, а также световодов, использованных для изгтовления всех остальных оптических компонентов, на длине волны 1030 нм составляла -40 пс \cdot нм $^{-1}\cdot$ км $^{-1}$. Стоит отметить, что за счет нормальной ДГС используемых световодов полученные импульсы обладали положительным чирпом и их длительность после уширения спектра была равна 32 пс (рис. 2). Пара дифракционных решеток позволяла сжимать эти импульсы до длительности 430 фс.

Затем для увеличения длительности полученных импульсов излучение было пропущено через отрезок одномодового световода длиной 250 м. Для снижения влияния нелинейных эффектов (т.е. увеличения нелинейной длины по сравнению с дисперсионной) диаметр сердцевины световода был увеличен до 10 мкм (хроматическая дисперсия $D = -35$ пс \cdot нм $^{-1}\cdot$ км $^{-1}$), а введенная в световод мощность снижена до 10 мВт за счет рассогласования положения сердцевины световодов в точке сварки. Далее средняя мощность полученного излучения вновь усиливалась до ~ 100 мВт. На выходе были получены импульсы длительностью ~ 100 пс, спектр которых практически не из-

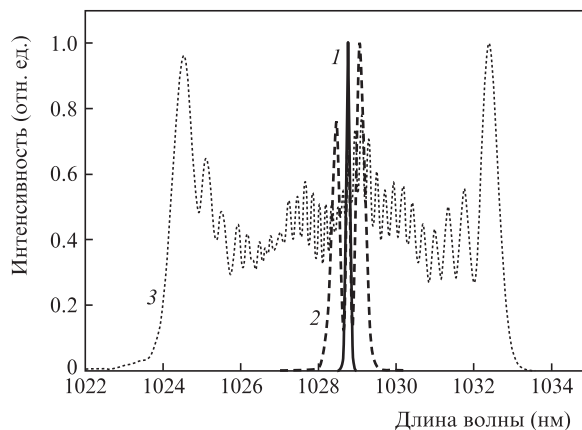


Рис.1. Спектры излучения пикосекундного лазера (1), усиленного излучения (2) и усиленного излучения после уширения спектра (3).

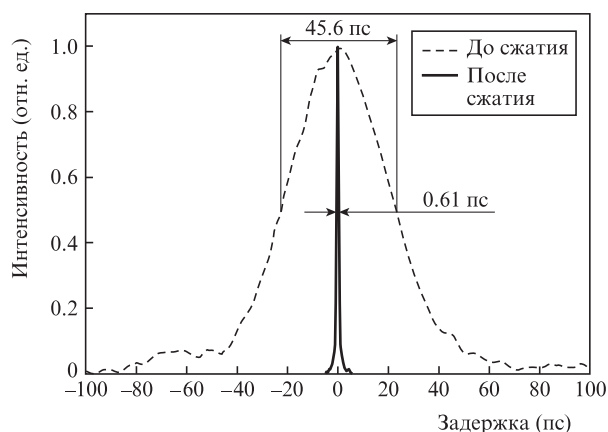


Рис.2. Автокорреляционные функции излучения с уширенным спектром до и после сжатия на паре дифракционных решеток. Длительность импульса до сжатия $\Delta\tau = 45.6/1.41 = 32.3$ пс, после сжатия – $\Delta\tau = 0.6/1.41 = 0.43$ пс.

менился и которые также могли быть сжаты до 430 фс (рис.3).

Для управления частотой следования импульсов был использован акустооптический модулятор (АОМ) с дополнительным каскадом усиления, находящимся за ним (для компенсации потерь в АОМ и в точках сварки). АОМ позволял изменять частоту следования импульсов в диапазоне 50 кГц–20 МГц. Средняя мощность на выходе усилителя составила ~ 40 мВт при частоте 20 МГц и 5 мВт при частоте 50 кГц. Автокорреляционные функции сжатого импульса для сигнала после АОМа на частотах 20 и 1 МГц приведены на рис.3.

В выходном каскаде усиления световод накачивался в первую отражающую оболочку многомодовым излучением диодного лазера на длине волны 976 нм. Чирпированные импульсы с частотой следования 1 МГц и излучение накачки вводились при помощи волоконного объединителя в легированный оксидом иттербия световод (диаметры сердцевины и оболочки 25 и 250 мкм, $D = -30$ пс·нм⁻¹·км⁻¹ и длина 0.7 м), где они усиливались до средней мощности 0.6 Вт, что соответствует энергии в импульсе 0.6 мкДж. Мощность диодной накачки составляла 3.5 Вт. Спектр и автокорреляционная функция сжатого импульса приведены на рис.4. При дальнейшем увеличении мощности

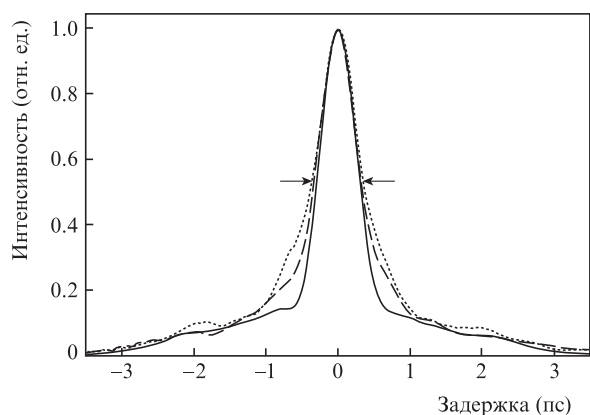


Рис.3. Автокорреляционные функции импульсов до АОМа (сплошная кривая, $f = 20$ МГц, $\Delta\tau = 0.61/1.41 = 0.43$ пс) и после него (штриховая кривая, $f = 20$ МГц, $\Delta\tau = 0.69/1.41 = 0.49$ пс и пунктирная кривая, $f = 1$ МГц, $\Delta\tau = 0.76/1.41 = 0.54$ пс).

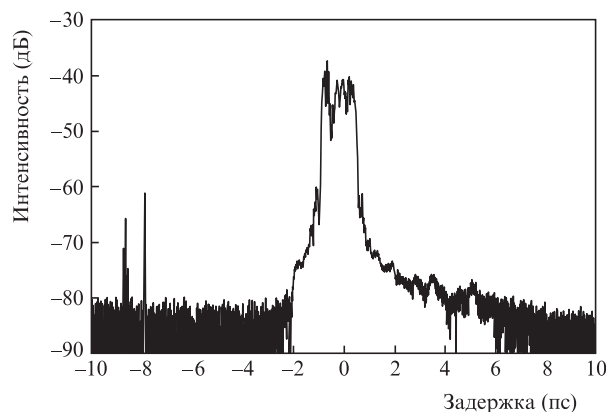
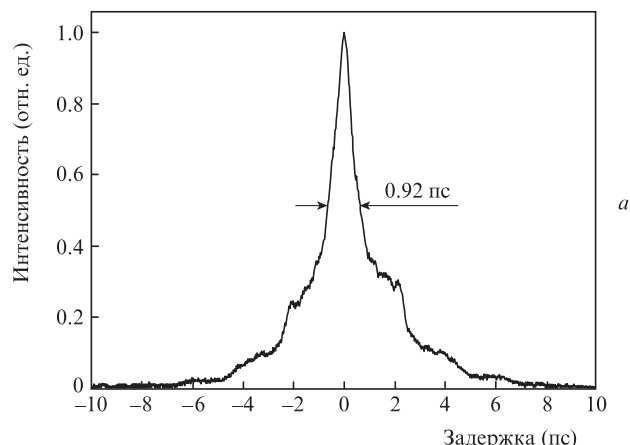


Рис.4. Автокорреляционная функция (а) и спектр излучения (б) усиленных сжатых импульсов. Длительность импульса $\Delta\tau = 0.92/1.41 = 0.65$ пс.

накачки наблюдалось значительное искажение спектра из-за нелинейных эффектов, что приводило к невозможности сжатия импульсов после усиления.

4. Заключение

Предложен и реализован новый метод получения УКИ с большим линейным чирпом для реализации лазеров субпикосекундных импульсов с высокой энергией в импульсе. В схеме используется простой в исполнении и надежный (за счет применения SESAM) задающий генератор спектрально ограниченных импульсов пикосекундной длительности. Создан полностью волоконный источник чирпированных импульсов длительностью ~ 100 пс с энергией в импульсе 0.6 мкДж и возможностью сжатия импульсов до 650 фс при использовании пары дифракционных решеток. Отметим, что полученная длительность чирпированного импульса (100 пс) не является предельной и ограничивается лишь возможностями приборов, имеющихся в нашем распоряжении: диапазоном автокоррелятора и шириной дифракционных решеток. Поэтому полученная энергия в импульсе (0.6 мкДж) не является предельной и может быть увеличена при использовании чирпированных импульсов большей длительности.

Работа выполнена при частичной поддержке программы «Экстремальные световые поля и их приложения» РАН. Авторы благодарят А.А.Крылова за помощь при выполнении данной работы, а также Е.М.Дианова за постоянную поддержку и проявленный к настоящей работе интерес.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Eidam T., Rothhardt J., Stutzki F., Jansen F., Hädrich S., Carstens H., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Express*, **19**, 255 (2011).
2. Gaponov D.A., Kotov L.V., Likhachev M.E., Bubnov M.M., Cabasse A., Oudar J.-L., Fevrier S., Lipatov D.S., Vechkanov N.N., Guryanov A.N., Martel G. *Opt. Lett.*, **37**, 3186 (2012).
3. Cauteraerts V., Richardson D.J., Paschotta R., Hanna D.C. *Opt. Lett.*, **22**, 316 (1997).
4. Ortaç B., Hideur A., Chartier T., Brunel M., Özku C., Sanchez F. *Opt. Lett.*, **28**, 1305 (2003).
5. Lim H., Wise F.W. *Opt. Express*, **12**, 2231 (2004).
6. Renninger W.H., Chong A., Wise F.W. *Opt. Lett.*, **33**, 3025 (2008).
7. Kharenko D.S., Shtyrina O.V., Yarutkina I.A., Podivilov E.V., Fedoruk M.P., Babin S.A. *Laser Phys. Lett.*, **9** (9), 662 (2012).
8. Kharenko D.S., Podivilov E.V., Apolonski A.A., Babin S.A. *Opt. Lett.*, **37**, 4104 (2012).
9. Mukhopadhyay P.K., Ozgoren K., Budunoglu I.L., Ilday F.O. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **15**, 145 (2009).
10. Katz O., Sintov Y. *Opt. Commun.*, **281**, 2874 (2008).