

# Формирование перестраиваемых по частоте мегаваттных фемтосекундных импульсов ИК диапазона на основе генерации многосолитонного суперконтинуума в микроструктурированном световоде

И.В.Федотов, А.А.Воронин, А.Б.Федотов, В.С.Шевандин, К.В.Дукельский, А.М.Желтиков

*Реализована новая методика формирования перестраиваемых по частоте мегаваттных фемтосекундных импульсов ИК диапазона на основе генерации излучения суперконтинуума в многосолитонном режиме, осуществляемом в микроструктурированном (МС) световоде с большой площадью моды, и последующей компрессии импульсов этого излучения. С помощью МС световода с площадью сердцевины около 710 мкм<sup>2</sup> реализовано преобразование микроджоулевых фемтосекундных лазерных импульсов с центральной длиной волны 1.39 мкм в импульсы излучения с центральной длиной волны 1520 нм, длительностью 210 фс и пиковой мощностью около 1 МВт.*

**Ключевые слова:** нелинейная оптика, сверхкороткие импульсы, микроструктурированные световоды, оптические солитоны.

Разработка надежных, экономичных и компактных источников мощных сверхкоротких импульсов ИК диапазона – одна из наиболее актуальных задач лазерной физики и оптических технологий [1]. Такие источники требуются для создания высокочувствительных сенсорных элементов [2] и комплексов спектроскопической диагностики малых примесей в жидкофазных и газовых средах, включающих устройства дистанционной регистрации вредных веществ в атмосфере [3, 4], системы медицинской диагностики на основе анализа состава выдоха человека [5, 6], а также биосенсорные системы [7]. Задающие источники сверхкоротких ИК импульсов входят в число ключевых элементов разрабатываемых в настоящее время сверхмощных лазерных систем нового поколения [8]. Труды С.А.Ахманова, его школы и учеников внесли значительный вклад в разработку методов генерации мощных сверхкоротких ИК импульсов [1].

Наиболее распространенные источники перестраиваемых по частоте сверхкоротких импульсов ИК излучения основаны на оптическом параметрическом усилении [1, 9] и часто представляют собой сложные дорогостоящие лазерные системы. В настоящей работе будет показана возможность получения перестраиваемых по частоте мегаваттных фемтосекундных импульсов ИК диапазона на основе генерации излучения суперконтинуума

в многосолитонном режиме, реализуемом в микроструктурированном (МС) световоде с большой площадью моды [10], и последующей компрессии импульсов этого излучения. Уникальная особенность МС световодов с большой площадью моды заключается в том, что такие волноводы позволяют обеспечить одномодовый режим передачи излучения с большим диаметром пучка [11], что делает возможным осуществить передачу, усиление и нелинейно-оптическое преобразование лазерных полей высокой энергии без ухудшения качества их пространственного профиля. В связи с этим МС световоды с большой площадью моды успешно используются для создания мощных волоконных лазерных систем [12–16], спектрального уширения излучения мощных твердотельных лазеров [17], а также преобразования высокоэнергетичных лазерных импульсов в излучение суперконтинуума [18, 19].

Использовавшиеся в экспериментах МС световоды вытягивались из заготовки, набранной из кварцевых капилляров со сплошным кварцевым стержнем в центре. Было изготовлено семейство МС световодов с гексагональной системой воздушных отверстий в оболочке (рис.1), характеризующейся различными диаметрами воздушных отверстий  $d$  и расстояниями  $L$  между центрами отверстий. Наилучшие с точки зрения получения мощных сверхкоротких импульсов результаты были получены для МС световодов с такими значениями  $d/L$ , при которых они, строго говоря, не являются одномодовыми. Однако эти волноводы поддерживают значительно меньше мод, чем световоды с таким же диаметром сердцевины и сплошной оболочкой. Расстройка постоянных распространения соседних мод МС световода значительно превышает аналогичный параметр для световодов со сплошной сердцевиной, что позволяет обеспечивать устойчивость распространения изолированных волноводных мод и уменьшает эффективность нелинейно-оптического обмена энергией излучения между модами.

**И.В.Федотов.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

**А.А.Воронин.** Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

**А.Б.Федотов, А.М.Желтиков.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: a.b.fedotov@phys.msu.ru

**В.С.Шевандин, К.В.Дукельский.** ФГУП «НПК "ГОИ им. С.И.Вавилова"» Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая линия, 12

Поступила в редакцию 13 февраля 2009 г.

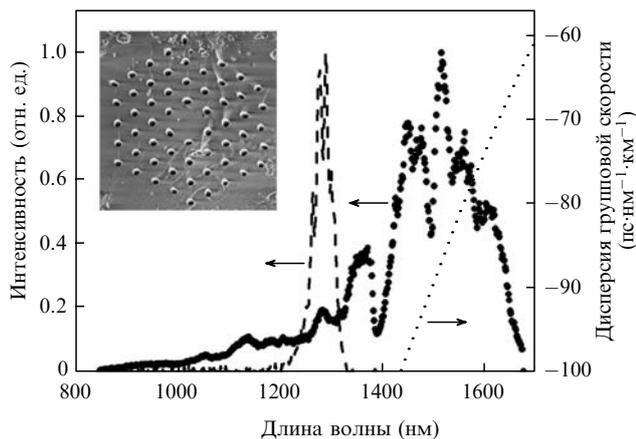


Рис.1. Спектр лазерного импульса на входе в МС световод (штриховая кривая), спектр излучения на выходе МС световода (точки), зависимость дисперсии групповой скорости от длины волны для пластины теллуричного стекла, используемой для компрессии импульсов (пунктирная кривая); длина световода 20 см, энергия импульса на входе в световод 1 мкДж. На вставке представлено изображение поперечного сечения МС световода.

Анализ спектрально-временной динамики лазерных импульсов в МС световодах проводился на основе численного решения обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (см., напр., [20, 21]) с учетом эффектов дисперсии вплоть до седьмого порядка, оптических нелинейностей керровского и рамановского типов, а также явлений волновой нестационарности (формирования ударных волн огибающей).

Для генерации световых импульсов используется фемтосекундная лазерная система, которая включает задающий генератор фемтосекундных импульсов на титанате сапфира, накачиваемого излучением второй гармоники лазера на гранате с неодимом, усилитель излучения на титанате сапфира, а также оптический параметрический усилитель. Лазерная система формирует импульсы излучения с центральной длиной волны  $\lambda_c$  около 800 нм, длительностью 50 фс и энергией до 1 мДж, а также перестраиваемые по частоте импульсы в диапазоне длин волн 1100–1500 нм, длительностью 70–190 фс и энергией до 50 мкДж.

Спектральная и временная структуры светового поля, формируемого на выходе МС световода, определялись путем спектральных измерений, выполняемых с использованием стандартных спектрометров, а также при помощи кросс-корреляционного варианта методики частотно-разрешенного оптического стробирования (XFROG) [22, 23], которая позволяет определить параметры светового поля, в том числе восстановить информацию о спектральной и временной фазе поля. В описываемых экспериментах методика XFROG реализуется путем нелинейно-оптического смещения в тонком нелинейно-оптическом кристалле (в экспериментах использовался кристалл ВВО) получаемого на выходе МС световода излучения и опорного поля, в качестве которого используется импульс основной частоты титан-сапфирового лазера (длительность 50 фс,  $\lambda_c = 800$  нм). Карты частотно-разрешенного сигнала суммарной частоты, построенного в функции времени задержки  $\tau$  между опорным импульсом и импульсом, который формируется на выходе МС световода, позволяют восстановить полную спектрально-временную структуру поля на выходе световода.

Энергия вводимых в МС световод лазерных импульсов в условиях описываемых экспериментов варьировалась в диапазоне 0.01–2.0 мкДж. Распространение импульсов с такими энергиями в режиме аномальной дисперсии (длина волны, соответствующая нулю дисперсии групповой скорости используемого МС световода, равна 1.25 мкм) сопровождается формированием множественных солитонов. Дисперсия высоких порядков приводит к неустойчивости солитонов относительно излучения дисперсионных волн в видимой части спектра [24]. Запаздывающая часть оптической нелинейности обуславливает непрерывный низкочастотный сдвиг распространяющихся в МС световоде солитонов [20, 25]. Образующиеся в результате такой спектрально-временной динамики поля солитоны легко идентифицируются как ярко выраженные пики в спектрах выходного излучения (точки на рис.1) и как изолированные максимумы в XFROG-спектрохронограммах выходящего из МС световода излучения (рис.2 и 3,а).

Результаты теоретического анализа, представленные на рис.2, иллюстрируют возможность преобразования лазерных импульсов с начальной энергией  $\sim 100$  нДж в солитоны с энергией свыше 10 нДж, длительностью около 50 фс и с центральной длиной волны около 1670 нм на выходе МС световода длиной 60 см. Излучение дисперсионных волн приводит к формированию высококачественного крыла в спектре выходного сигнала (рис.2). По мере увеличения энергии вводимых в световод лазерных импульсов число солитонов растет, а спектры отдельных солитонов сливаются, что приводит к формированию широкого непрерывного спектра излучения в видимой и ИК области (рис.3,б). В частности, как следует из результатов экспериментальных измерений, представленных на рис.1 и 3,б, нелинейно-оптическая трансформация лазерных импульсов в МС световоде в этом режиме приводит к генерации интенсивного излучения с широким непрерывным спектром в области длин волн 800–2200 нм.

Временная структура поля при этом оказывается достаточно сложной и не позволяет предложить простую схему временной компрессии, которая позволила бы получить уединенный высококонтрастный сверхкороткий световой импульс высокой пиковой мощности. Однако

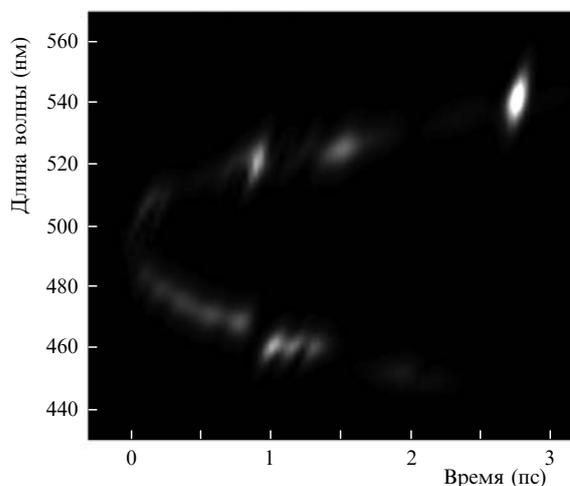


Рис.2. Спектрохронограмма сигнала, формируемого на выходе МС световода, полученная путем численного решения нелинейного уравнения Шредингера; длина световода 60 см, начальная энергия импульса на входе в световод 100 нДж.

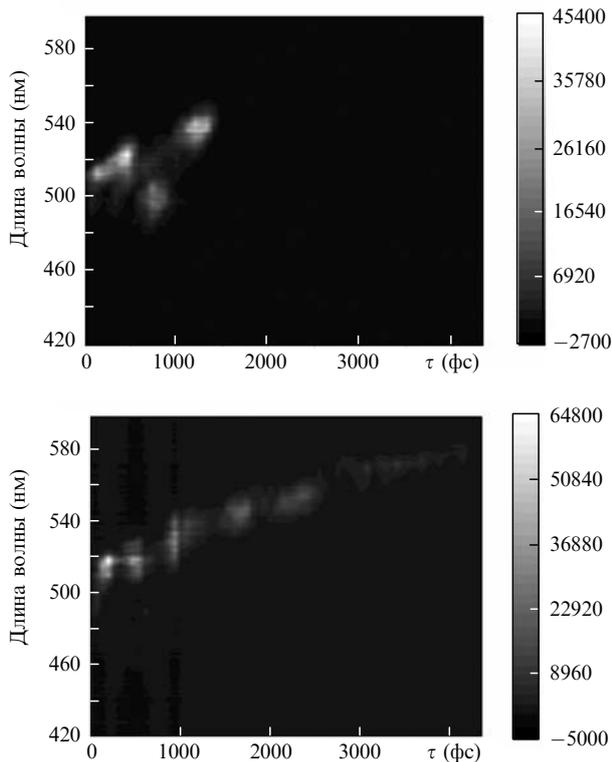


Рис.3. Спектрохронограммы поля на выходе МС световода, полученные с помощью техники XFROG, для входных лазерных импульсов с начальной центральной длиной волны 1390 нм и энергией 0.2 (а) и 1.0 мкДж (б); длина световода 18 см.

оказывается возможным осуществить эффективную временную компрессию для определенной части светового поля, позволяющую сформировать последовательность импульсов достаточно высокой пиковой мощности. В наших экспериментах для этой цели использовалась пластина теллуричного стекла толщиной 8 см, обеспечивающая частичную компенсацию chirpa поля, формируемого в МС световоде длиной 60 см. Вносимая стеклянной пластиной дисперсия групповой скорости показана пунктирной линией на рис.1. Частичная компенсация chirpa, как следует из XFROG-спектрохронограммы, представленной на рис.4, преобразует излучение многосолитонного суперконтинуума в последовательность световых им-

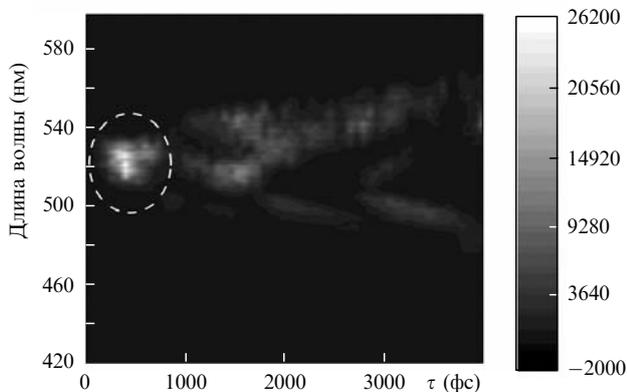


Рис.4. Спектрохронограмма светового поля, преобразованного в МС световоде длиной 60 см, после компенсации chirpa с помощью пластины теллуричного стекла. Штриховым контуром показан импульс с центральной длиной волны 1520 нм, длительностью 210 фс и пиковой мощностью 1 МВт.

пульсов, наиболее мощный из которых имеет центральную длину волны 1520 нм, длительность 210 фс, пиковую мощность около 1 МВт и содержит 20 % полной энергии выходного излучения. Управление параметрами получаемых таким образом световых импульсов и временем задержки между ними осуществляется путем изменения дисперсии, нелинейности и длины МС световода, а также варьированием начальных параметров лазерных импульсов, что позволяет использовать реализованную методику временной компрессии излучения суперконтинуума для формирования оптимальных последовательностей сверхкоротких световых импульсов в экспериментах по когерентному контролю и для однопучковой микроспектроскопии когерентного комбинационного рассеяния света.

Один из наиболее важных факторов, ограничивающих пиковую мощность лазерных импульсов, которые могут быть преобразованы с помощью реализованной в настоящей работе методики, связан с пространственным самовоздействием излучения в МС световоде, приводящим к возбуждению высших волноводных мод. Как упоминалось выше, использованный в экспериментах МС световод является многомодовым. Однако при низкой пиковой мощности лазерного излучения легко удается возбудить только основную моду этого световода. Обмен энергией между модами световода в режиме низкой пиковой мощности на длинах световода менее 1 м минимален. С ростом пиковой мощности лазерных импульсов  $P$  до уровня, приблизительно определяемого условием  $P \approx |\Delta\beta|/\gamma$ , где  $\Delta\beta$  – расстройка постоянных распространения собственных мод световода, а  $\gamma$  – коэффициент нелинейности, возникает сильная параметрическая связь собственных мод световода. Возбуждающиеся при этом высшие моды характеризуются значительно более высоким уровнем потерь. Условие  $P \approx |\Delta\beta|/\gamma$ , таким образом, дает оценку предельной пиковой мощности лазерных импульсов, которые могут быть эффективно преобразованы с помощью реализованной методики, основанной на использовании МС световодов с большой площадью моды.

В условиях наших экспериментов появление высших волноводных мод при пиковых мощностях лазерных импульсов около 3–4 МВт и выше легко регистрируется по искажению пространственного профиля выходного излучения, а также по изменению характера XFROG-спектрохронограмм поля, формируемого на выходе МС световода. Так как различным модам МС световода соответствуют различные профили дисперсии, XFROG-спектрохронограммы многомодового излучения характеризуются наличием нескольких «крюков» вблизи длин волн, соответствующих нулевым значениям ДГС для каждой из мод. Благодаря различию групповых скоростей собственных мод световода использование достаточно протяженного отрезка МС световода позволяет разрешить такие «крюки» по времени (рис.5). При временах задержки  $\tau$  между импульсом излучения из МС световода и опорным импульсом, равных 200, 1300 и 2700 фс, сигнал суммарной частоты, который используется для построения XFROG-спектрохронограмм, имел профиль пучка, характерный для основной (при  $\tau \approx 200$  фс) и высших (при  $\tau \approx 1300$  и 2700 фс) мод МС световода. Световоды, позволяющие сформировать мощные сверхкороткие импульсы ИК излучения в высших пространственных модах, открывают возможности для создания

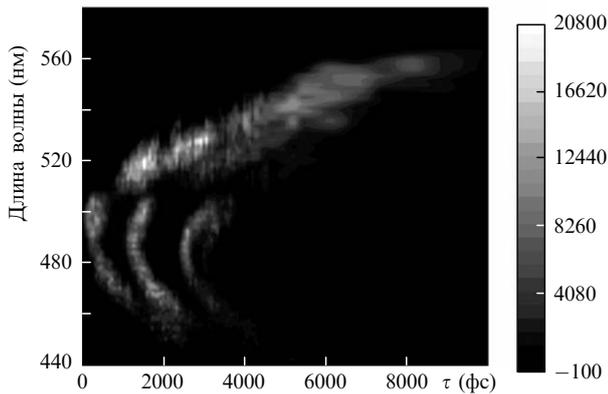


Рис.5. Спектрохронограмма светового поля, преобразованного в МС световоде в многомодовом режиме; лазерные импульсы на входе в световод имеют центральную длину волны 1290 нм, длительность 160 фс и энергию 1 мкДж.

полностью волоконных источников излучения для передовых методик микроскопии, таких как техника насыщения вынужденного излучения [26] и когерентное комбинационное рассеяние света [27], в которых повышение пространственного разрешения достигается за счет использования пары световых пучков с оптимальной комбинацией пространственных профилей интенсивности [26, 28].

В представленных экспериментах реализована новая методика формирования перестраиваемых по частоте мегаваттных фемтосекундных импульсов ИК диапазона на основе генерации излучения суперконтинуума в многосолитонном режиме, реализуемом в МС световоде с большой площадью моды, и последующей компрессии импульсов этого излучения. С помощью МС световода с площадью сердцевинки около 710 мкм<sup>2</sup> осуществлено преобразование микроджоулевых фемтосекундных лазерных импульсов с центральной длиной волны 1.39 мкм в импульсы излучения с центральной длиной волны 1520 нм, длительностью 210 фс и пиковой мощностью около 1 МВт.

Авторы признательны А.Д.Саввину и А.А.Ланину за помощь при проведении экспериментов и плодотворные дискуссии. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-12175, 06-02-16880, 06-02-39011, 07-02-91215, 08-02-90061, 08-02-91756) и Федеральной целевой научно-технической программы РФ.

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
2. Janata J. *Principles of Chemical Sensors* (New York, Plenum, 1989).
3. Menzel E.R. *Laser Spectroscopy: Techniques and Applications* (New York: Marcel Dekker, 1995).
4. Petrov K.P., Curl R.F., Tittel F.K. *Appl. Phys. B*, **66**, 531 (1998).
5. Risby T.H., Solga S.F. *Appl. Phys. B*, **85**, 421 (2006).
6. Thorpe M.J., Balslev-Clausen D., Kirchner M.S., Ye J. *Opt. Express*, **16**, 2387 (2008).
7. Prasad P.N. *Introduction to Biophotonics* (Hoboken, New Jersey: Wiley, 2003); *Optical Biosensors: Present and Future*. Ed. by F.S.Ligler, C.A.Rawe-Taitt (Amsterdam: Elsevier, 2002).
8. Tajima T., Mourou G. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **5**, 031301 (2002).
9. Dubietis A., Jonusauskas G., Piskarskas A. *Opt. Commun.*, **88**, 437 (1992).
10. Russell P.St.J. *Science*, **299**, 358 (2003).
11. Knight J.C., Birks T.A., Cregan R.F., Russel P.St.J., de Sandro J.-P. *Electron. Lett.*, **34**, 1347 (1998).
12. Furusawa K., Malinowski A., Price J., Monro T., Sahu J., Nilsson J., Richardson D. *Opt. Express*, **9**, 714 (2001).
13. Roser F., Eidam T., Rothhardt J., Schmidt O., Schimpf D.N., Limpert J., Tunnermann A. *Opt. Lett.*, **32**, 3495 (2007).
14. Roser F., Schimpf D., Schmidt O., Ortac B., Rademaker K., Limpert J., Tunnermann A. *Opt. Lett.*, **32**, 2230 (2007).
15. Zaouter Y., Boulet J., Mottay E., Cormier E. *Opt. Lett.*, **33**, 1527 (2008).
16. Liu B.-W., Hu M.-L., Fang X.-H., Wu Y.-Z., Song Y.-J., Chai L., Wang C.-Y., Zheltikov A.M. *Laser Phys. Lett.*, **16** (1), 44 (2009).
17. Sudmeyer T., Brunner F., Innerhofer E., Paschotta R., Furusawa K., Baggett J.C., Monro T.M., Richardson D.J., Keller U. *Opt. Lett.*, **28**, 1951 (2003).
18. Genty G., Ritari T., Ludvigsen H. *Opt. Express*, **13**, 8625 (2005).
19. Mitrofanov A.V., Ivanov A.A., Alifimov M.V., Podshivalov A.A., Zheltikov A.M. *Opt. Commun.*, **280**, 453 (2007).
20. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academic, 2001).
21. Желтиков А.М. *Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики* (Наука, Москва, 2006).
22. Linden S., Kuhl J., Giessenc H. *Opt. Lett.*, **24**, 569 (1999).
23. Gu X., Xu L., Kimmel M., Zeek E., O'Shea P., Shreenath A.P., Trebino R., Windeler R.S. *Opt. Lett.*, **27**, 1174 (2002).
24. Herrmann J., Griebner U., Zhavoronkov N., Husakou A., Nickel D., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.St.J., Korn G. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 173901 (2002).
25. Желтиков А.М. *УФН*, **176**, 623 (2006).
26. Hell S. *Nature Biotech.*, **21**, 1347 (2003).
27. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света* (М.: Наука, 1981).
28. Krishnamachari V.V., Potma E.O. *J. Raman Spectrosc.*, **39**, 593 (2008).