

УДК 535.329

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОМПРЕССИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНО ЧИРПИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА ПОСЛЕ ЕГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВО ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ

© 2019 г. М. В. Иванов¹, *, С. В. Алексеев¹, Н. Г. Иванов¹, В. Ф. Лосев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники
Сибирского отделения Российской академии наук, Томск, Россия

*E-mail: mikhan.iv@gmail.com

Поступила в редакцию 03.09.2018 г.

После доработки 10.09.2018 г.

Принята к публикации 22.10.2018 г.

Исследована возможность рекомпрессии положительно chirпированного импульса второй гармоники (475 нм) с длительностью 50 пс до фемтосекундной длительности в условиях chirпирования основной гармоники. Приведены параметры компрессора на основе дифракционных решеток, методика его юстировки и параметры лазерного излучения. Демонстрируется сжатие импульса излучения второй гармоники до длительности 75 фс.

DOI: 10.1134/S0367676519030074

ВВЕДЕНИЕ

Основной способ получения мультитераваттных лазерных пучков в видимой области спектра – преобразование мощных инфракрасных импульсов излучения во вторую гармонику [1–4]. Альтернативный подход был предложен группой Михеева Л.Д. (ФИАН) и успешно развивается последние 10 лет в ФИАН и ИСЭ РАН. Он заключается в прямом усилении импульсов видимого диапазона в выходном усилителе. Реализация этого подхода осуществляется на основе гибридной лазерной системы, в которой формирование фемтосекундного импульса осуществляется в твердотельном Ti:Sa комплексе, а наращивание энергии происходит в газовом усилителе на молекулах XeF(C-A). По такому принципу в ИСЭ СО РАН создана лазерная система THL-100 на основе выходного XeF(C-A) усилителя с апертурой 24 см, в разработке которого были использованы оригинальные технологии и большой опыт института, полученный при создании мощных газовых лазеров с накачкой электронным пучком [4–18]. Стартовый Ti:Sa-комплекс в этой лазерной системе (фирма Авеста-проект) генерирует спектрально ограниченный импульс излучения на основной (950 нм) или второй гармонике длительностью ~50 фс (FWHM). В первых экспериментах на лазерной системе во вторую гармонику преобразовывался импульс излучения дли-

тельностью 50 фс. Затем он растягивался в призменной паре с отрицательной дисперсией групповых скоростей до 1–2 пс, усиливался в газовом усилителе и сжимался в стеклянном компрессоре до первоначальной длительности. В такой схеме была получена максимальная мощность лазерной системы 14 ТВт [9, 10]. Наши попытки повысить эту мощность натолкнулись на проблемы линейных и нелинейных искажений лазерного пучка при его прохождении через оптические материалы (КДП, стекло), которые снижали как эффективность усиления такого пучка в XeF(C-A) усилителе, так и его компрессию. В связи с этим мы начали исследовать другую оптическую схему, позволяющую сохранить качество пучка. В данной схеме для преобразования во вторую гармонику использовался положительно chirпированный импульс длительностью 100 пс, который позволил получить лазерный пучок на второй гармонике с гауссовым профилем [17]. Хорошее качество лазерного пучка второй гармоники позволило повысить энергию на выходе XeF(C-A) усилителя до 3.2 Дж [17]. При усилении такого импульса в газовом усилителе из оптической схемы исключаются призменная пара и стеклянный компрессор, но возникает необходимость создания компрессора с отрицательной дисперсией групповых скоростей на основе дифракционных решеток. Следу-

ет отметить, что использование компрессора для обратного сжатия импульса до фемтосекундной длительности хорошо изучено только для случая, когда и стретчер (растягивает импульс), и компрессор работают на одной длине волны. В нашем же случае стретчер работает на первой гармонике (950 нм), а компрессор на второй. Подобные исследования, по нашему мнению, проводили только в одной работе [19], где после преобразования во вторую гармонику положительно chirпированного 0.6 пс импульса (800 нм) показана возможность его сжатия в компрессоре до фемтосекундной длительности (25 фс). Однако в нашем случае длительность сжимаемого импульса почти на два порядка больше и изучение возможности его компрессии представляет определенный интерес. Кроме того, информация о компрессорах на дифракционных решетках для получения фемтосекундных импульсов излучения с $\lambda = 475$ нм, по нашему мнению, в литературе отсутствует. Цель данной работы – моделирование компрессора на дифракционных решетках для длины волны излучения 475 нм, поиск методики его юстировки и изучение возможности сжатия 50 пс импульса до фемтосекундной длительности.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах фемтосекундный лазерный пучок (50–60 фс) формировался в задающем Ti:Sa-генераторе, после чего растягивали в стретчере на дифракционной решетке до длительности 100 пс и усиливали в регенеративном и двух многопроходных усилителях. Полученный пучок преобразовывался во вторую гармонику в кристалле КДП, при этом его длительность сокращалась до 50 пс [17]. Размер пучка увеличивался телескопом и заводился в фотодиссоционный XeF(C-A) усилитель. Выходной пучок из газового усилителя коллимировался сферическим зеркалом и направлялся в компрессор на дифракционных решетках. Эксперименты в данной работе проводили при энергии 4 мДж на входе в компрессор (без усиления в газовом усилителе).

Компрессор был собран на основе двух дифракционных решеток с алюминиевым напылением и числом штрихов $2400 \text{ штр.} \cdot \text{мм}^{-1}$. Перед его сборкой были исследованы предельные параметры энергетической прочности решеток двух типов – нарезные алюминиевые решетки (использовали в компрессоре), изготовленные в НПО “Государственный институт прикладной оптики”, и голографические решетки с алюми-

евым покрытием, изготовленные компанией Richardson Grating (*-320Н), США. Для исследования энергетического порога разрушения излучение второй гармоники длительностью 50 фс и энергией $E = 0.8$ мДж фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $F = 11$ м, а решетку устанавливали под пучок до фокальной перетяжки и перемещалась в направлении фокуса до разрушения покрытия. Эксперименты проводили для пучка диаметром 8 мм. Длительность импульса и спектр на выходе компрессора измеряли автокоррелятором ASF-20 и спектрометром ASP150C, изготовленными фирмой Авеста-проект. Профиль пучка измерялся с помощью профилометра OphirSpiricon.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Известно, что компрессор на дифракционных решетках очень критичен к юстировке [20] и для разных длин волн требует свою оптическую схему. Для длины волны 475 нм мы использовали схему юстировки, представленную на рис. 1. Юстировка осуществлялась гелий-неоновым лазером. На первом этапе настраивалась перпендикулярность штрихов решеток компрессора к поверхности оптического стола. Для этого излучение гелий-неонового лазера направлялось по очереди на каждую из решеток сначала под углом автоколлимации для первого порядка, а затем по нормали. Путем поворота решеток вокруг вертикальной оси мы добивались того, чтобы отраженный пучок первого порядка и пучок от нормального падения возвращались в одну точку. Затем настраивалась параллельность поверхностей решеток. Для этого излучение гелий-неонового лазера направлялось на первую решетку под углом автоколлимации для первого порядка, а отраженный от нее пучок в нулевом порядке направлялся под углом автоколлимации на вторую решетку. При точной настройке параллельности поверхностей решеток мы наблюдали интерференционную картину от двух пучков, отраженных в первый порядок дифракции от первой и второй решеток компрессора. Путем увеличения расстояния от юстировочного лазера до решеток и получения интерференционной картины можно было достигать достаточно высокой точности юстировки. В нашем случае это расстояние было порядка 8 метров. Излучение на длине волны 475 нм заводилось в компрессор таким образом, что его путь между решетками совпадал с излучением гелий-неонового лазера. Это позволяло точно определить угол падения на первую решетку. Дисперсия второго и третьего

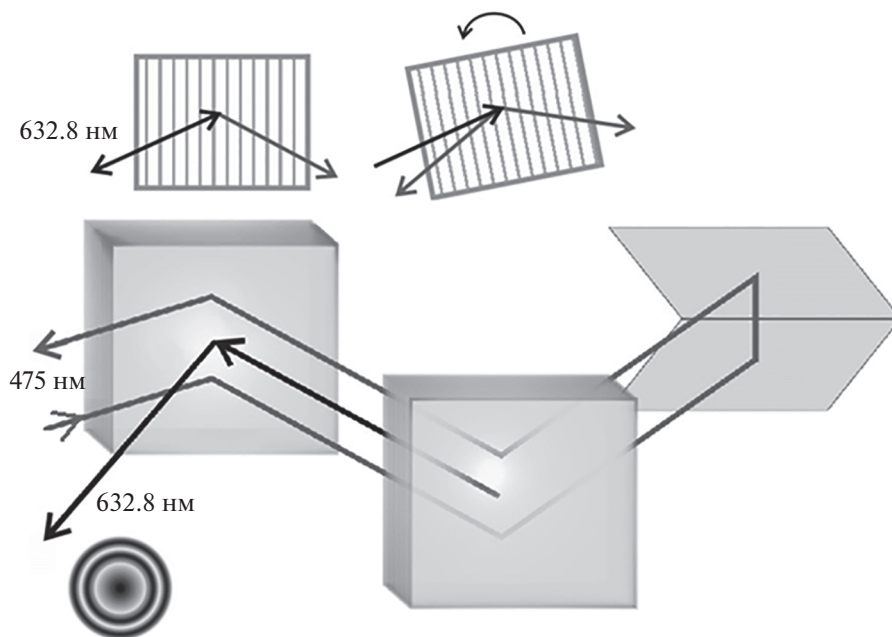


Рис. 1. Схема юстировки компрессора.

порядков, вносимая компрессором, была рассчитана по следующим формулам (1) и (2) [20]:

$$\text{GDD} = \frac{-m^2 \lambda^3 l_g}{c^2 d^2 \pi \left(1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \theta\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (1)$$

$$\text{TOD} = -\text{GDD} \frac{6\pi\lambda}{c} \frac{\left(1 + \frac{\lambda}{d} \sin \theta - \sin^2 \theta\right)}{\left(1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \theta\right)^2\right)}. \quad (2)$$

Исходя из проведенных расчетов компрессор имел следующие параметры: число штрихов решетки 2400 на мм, угол падения 22° , расстояние между решетками 25.8 см, дисперсия групповой скорости (GDD) $= -2.045 \cdot 10^6$ фс², дисперсия третьего порядка (TOD) $= 8.096 \cdot 10^7$ фс³. Величина расчетной некомпенсированной TOD $= 2.2 \cdot 10^7$ фс³ при условии, что излучение на выходе стартового комплекса не имеет TOD.

Исследование спектра излучения на входе и на выходе компрессора (рис. 2а и 2б) показало, что на выходе он сохраняет ширину, близкую к исходной, однако наблюдается незначительная потеря длинноволновой его части. Это связано, по нашему мнению, с нестабильной работой задающего генератора. Исходя из зарегистрированной ширины спектра

длительность спектрально ограниченного импульса на выходе компрессора должна быть ~ 40 фс.

Однако измерение длительности выходного импульса показало, что в приближении sech^2 она соответствует длительности импульса ~ 75 фс, рис. 3. Причиной получения такой длительности могла являться не скомпенсированная в компрессоре дисперсия третьего порядка, возникшая в стретчере. В дальнейшем планируется продолжить исследования, направленные на компенсацию TOD, и изучение возможности уменьшения длительности импульса после компрессора.

Исследование профиля интенсивности пучка на выходе компрессора показало, что он сохраняет исходную форму, которая близка к гауссовой, рис. 4. Такое распределение существенно отличается от случая формирования второй гармоники с длительностью импульса 50 фс, когда наблюдались большие неоднородности интенсивности из-за керровской самофокусировки излучения.

Исследования порога разрушения решеток показали, что разрушение покрытия происходит при плотности энергии $\sim 40\text{--}50$ мДж \cdot см⁻². Исходя из полученных данных порога разрушения можно сказать, что для максимально достигнутой энергии XeF(C-A) усилителя 3.2 Дж [15–18] размер первой решетки в компрессоре должен быть не менее 10×13 см, а второй не менее 10×26 см.

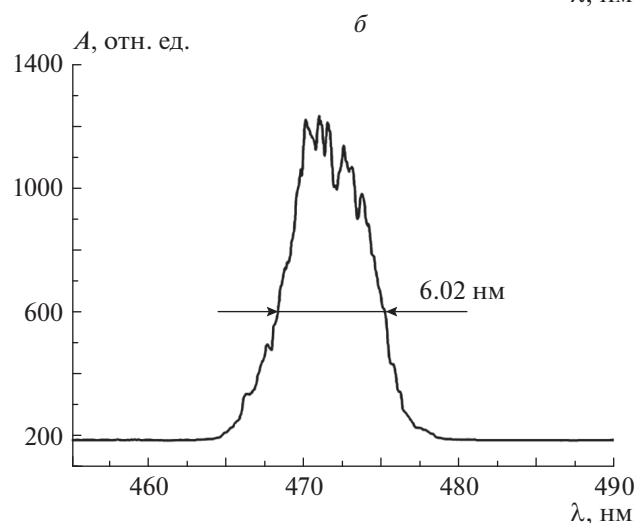
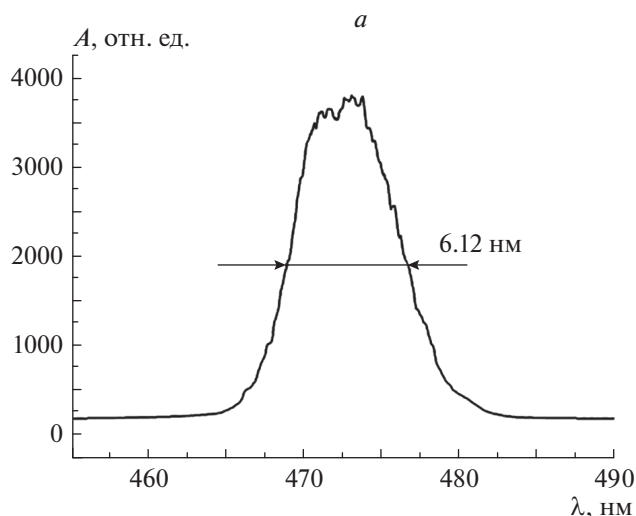


Рис. 2. Спектр излучения на входе компрессора (а) и на выходе из компрессора (б).

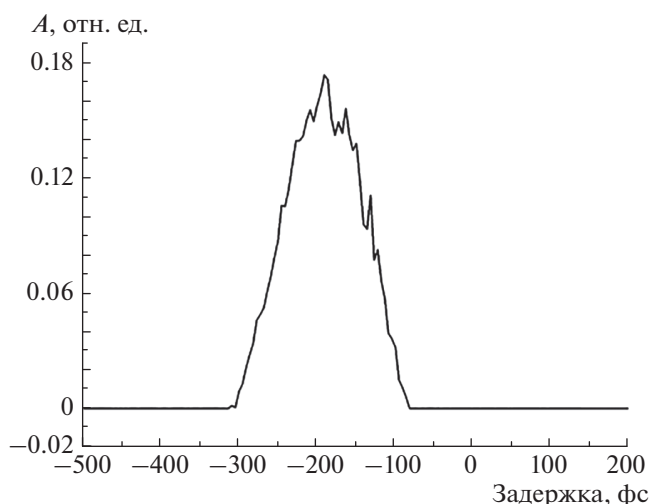


Рис. 3. Автокорреляционная функция выходного импульса излучения, соответствующая в приближении sech^2 длительности 75 фс.

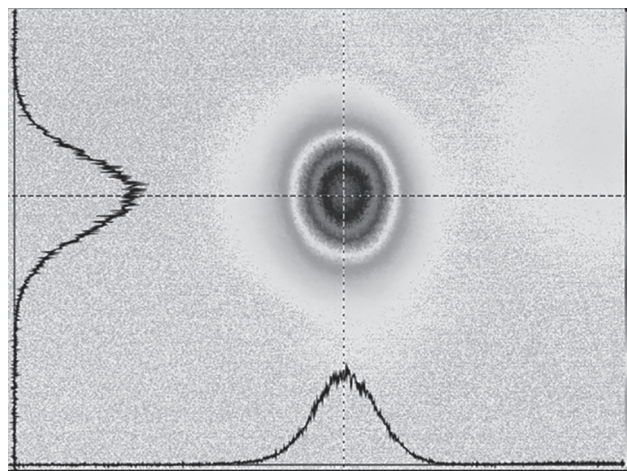


Рис. 4. Профиль пучка в ближней зоне на выходе компрессора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено моделирование компрессора для излучения второй гармоники с длиной волны 475 нм и спектрально ограниченной длительностью 50 фс. Предложена схема его юстировки и продемонстрирована рекомпрессия положительно chirпированного импульса длительностью от 50 пс до 75 фс в условиях chirпирования основной частоты. Определен порог разрушения алюминиевого покрытия дифракционных решеток компрессора излучением второй гармоники с длительностью 50 фс, который составил 40–50 МДж · см⁻².

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 18-19-00009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Begishev I.A., Kalashnikov M., Karpov V. et al.* // J. Opt. Soc. Amer. B. 2004. V. 21. Issue 2. P. 318.
2. *Toth R., Kiefer, Ozaki T.* // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. Art. no. 083701.
3. *Curtis A., Calvi C., Tinsley J. et al.* // Nature commun. 2018. V. 9. P. 1077.
4. *Wang Y. et al.* // Opt. Lett. 2017. V. 42. Iss. 19. P. 3828.
5. *Losev V., Alekseev S., Ivanov N. et al.* // Proc. SPIE. 2010. V. 7751. Art. no. 775109.
6. *Losev V., Alekseev S., Ivanov N. et al.* // Proc. SPIE. 2011. V. 7993. Art. no. 799317.
7. *Alekseev S.V., Ivanov N.G., Kovalchuk B.M. et al.* // Atmospheric and Oceanic Opt. 2012. V. 25. P. 221.
8. *Losev V.F., Alekseev S.V., Aristov A.I. et al.* // Proc. SPIE. 2012. V. 8677. Art. no. 86770Y.
9. *Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G. et al.* // Laser and Particle Beams. 2013. V. 31. № 01. P. 17.
10. *Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G. et al.* // Quantum Electron. 2012. V. 42. № 5. P. 377.

11. *Alekseev S.V., Aristov A.I., Grudtsyn Ya.V. et al.* // Quantum Electron. 2013. V. 43. № 3. P. 190.
12. *Ivanov N.G., Losev V.F., Naats È.I. et al.* // Quantum Electron. 1997. V. 24. № 8. P. 688.
13. *Bychkov Y.I., Ivanov N.G., Kononov I.N. et al.* // Quantum Electron. 1983. V. 10. № 7. P. 1510.
14. *Losev V.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10254. Art. no. 1025412.
15. *Losev V.F., Alekseev S.V., Ivanov M.V. et al.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10254. Art. no. 1025415.
16. *Losev V., Ivanov N., Mikheev L.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10173. Art. no. 101731D.
17. *Alekseev S.V., Ivanov N.G., Ivanov M.V. et al.* // Quantum Electron. 2017. V. 47. № 3. P. 184.
18. *Ivanov N.G., Ivanov M.V., Losev V.F., Yastremski A.G.* // Russ. Phys. J. 2017. V. 59. Iss. 7. P. 984.
19. *Didenko N.V., Konyashchenko A.V., Losev L.L. et al.* // Opt. Commun. 2009. V. 282. P. 997.
20. *Chvykov V., Yanovsky V.* // Lasers and Electro-Optics. 2009. Conf. on Quantum electronics and Laser Sci. Conf. CLEO/QELS.
21. *Fork R.L., Brito Cruz C.H., Becker P.C., Shank C.V.* // Optics Lett. 1987. V. 12. № 7. P. 483.