

УДК 535.329

ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ПРОЦЕССЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И УСИЛЕНИЯ ЧИРПИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА

© 2022 г. С. В. Алексеев¹ *, В. Ф. Лосев¹, Д. М. Лубенко¹, А. Г. Ястремский¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук”, Томск, Россия

*E-mail: sergey100@sibmail.com

Поступила в редакцию 14.02.2022 г.

После доработки 28.02.2022 г.

Принята к публикации 23.03.2022 г.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований поведения спектрального контура излучения второй гармоники с центральной длиной волны 475–477 нм в процессе ее формирования в нелинейном кристалле КДП и при усилении в ХеF(С-А) усилителе в зависимости от знака чирпа и интенсивности излучения. Показывается величина деформация спектра после усиления в газовом усилителе за счет так называемого “красного” или “синего” смещения, и отмечается аналогичная деформация спектра второй гармоники после нелинейного кристалла.

DOI: 10.31857/S0367676522070055

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для получения мощных импульсов излучения в видимой области спектра обычно используются инфракрасные (0.8–1 мкм) лазерные системы, импульсы излучения которых преобразуются во вторую гармонику в нелинейных кристаллах для получения тераваттных пучков. Однако существует альтернативный путь получения таких импульсов, который был развит и реализован в Томске (ИСЭ СО РАН) совместно с московской группой (ФИАН). Этот путь основан на получении фемтосекундного импульса в видимой области с малыми энергиями (1–5 мДж) и повышением энергии в газовом усилителе до уровня единиц Дж. Работающая по этому принципу лазерная система ТНЛ-100 является в настоящее время одной из наиболее мощных систем в видимой области спектра [1, 2]. Интерес к мощным импульсам излучения в видимой области спектра обусловлен более высокой энергией его квантов, позволяющих повысить эффективность взаимодействия лазерного пучка с различными материалами и средами, а также развить новые приложения, к которым можно отнести создание рентгеновского лазера в окне прозрачности воды, генерация мощного терагерцового излучения и др.

Лазерная система ТНЛ-100 состоит из Ti:Sa стартового комплекса, работающего на второй гармонике (ВГ) $\lambda = 475\text{--}477$ нм, и газового усилителя, работающего на молекулах ХеF(С-А). Комплекс формирует 50 фс импульс, который растягивается в призмной паре до 2 пс за счет отрицательной дисперсии групповых скоростей

(отрицательный чирп) и усиливается в газовом усилителе. Удлинение импульса необходимо для исключения нелинейных эффектов и разрушения оптических элементов. После усиления, чирпированный импульс сжимается до фемтосекундной длительности в компрессоре на основе плавленого кварца.

Для эффективного усиления импульса излучения в выходном ХеF(С-А) усилителе и последующей его компрессии важно формировать оптимальный спектральный состав излучения второй гармоники, который совпадает со спектральным контуром усиления ХеF(С-А) усилителя. Однако для этого существует мешающий фактор, связанный с так называемым “красным смещением”, который деформирует спектр в сторону увеличения интенсивности длинноволновых компонент при усилении положительно чирпированного импульса в выходном усилителе, и наоборот при усилении отрицательно чирпированного импульса – “синее смещение” [3]. Ранее мы не обращали внимание на это явление. Однако, поскольку это может приводить к снижению эффективности усиления лазерного пучка в выходном усилителе, в данной работе решили провести исследования, направленные на поиск условий формирования оптимального спектра в нелинейном кристалле и в активной среде ХеF(С-А) усилителя.

В настоящей работе экспериментально исследуются условия изменения спектрального состава второй гармоники в процессе ее формирования в нелинейном кристалле КДП в зависимости от величины чирпа основной частоты и теорети-

чески исследуется поведение спектрального состава на выходе лазерной системы после усиления чирпированного импульса излучения в ХеF(C-A) усилителе при различных интенсивностях излучения входного пучка.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В данных экспериментах фемтосекундный Ti:Sa лазерный комплекс формировал на краю контура усиления (950 нм) с помощью выходного компрессора на дифракционных решетках спектрально ограниченный импульс излучения (50–60 фс), который преобразовывался во вторую гармонику в кристалле КДП толщиной 2 мм. Путем изменения расстояния между решетками компрессора можно было изменять величину его отрицательной дисперсии и получать импульсы излучения с длительностью от 50 до 180 фс. При этом, с уменьшением расстояния между решетками относительно положения спектрально ограниченного импульса выходной импульс приобретал положительный чирп, а с увеличением – отрицательный. Выходной пучок ВГ имел гауссов профиль диаметром 1.2 см по спаду интенсивности в e^2 раз и энергию 1–5 мДж. Энергия лазерного излучения в экспериментах измерялась с помощью измерителя энергии Gentec-e maestro, длительность импульсов излучения измерялась с помощью одноимпульсного автокоррелятора ASF-20-480 (Авеста-проект) в приближении sech^2 , а спектр – с помощью спектрометра Ocean Optics HR4000 (200–1100 нм, 0.7 нм). Дисперсия компрессора (Group delay dispersion – GDD) рассчитывалась теоретически с помощью программы ToptiCalc v1.4.

Численное моделирование усиления чирпированного импульса излучения осуществлялось с помощью нашей программы, основанной на анализе локальных спектров лазерного излучения [4]. На первом этапе рассчитывалось пространственно-временное распределение концентрации молекул ХеF(C) в поперечном сечении усилителя без учета лазерного излучения, а затем моделировалось усиление лазерного луча на 33 проходах в образованной активной среде. Распределение плотности энергии излучения в фазовом пространстве частота–время в данном случае, описывалось функцией Вигнера. Пространственно-временное распределение концентрации молекул ХеF(C) в активной среде рассчитывалась в декартовой системе координат. Начальный момент времени в расчете соответствовал началу накачки активной среды. Лазерный луч вводился в усилитель с запаздыванием 90 нс, которое обеспечивало максимум выходной энергии в экспериментах и в расчетах.

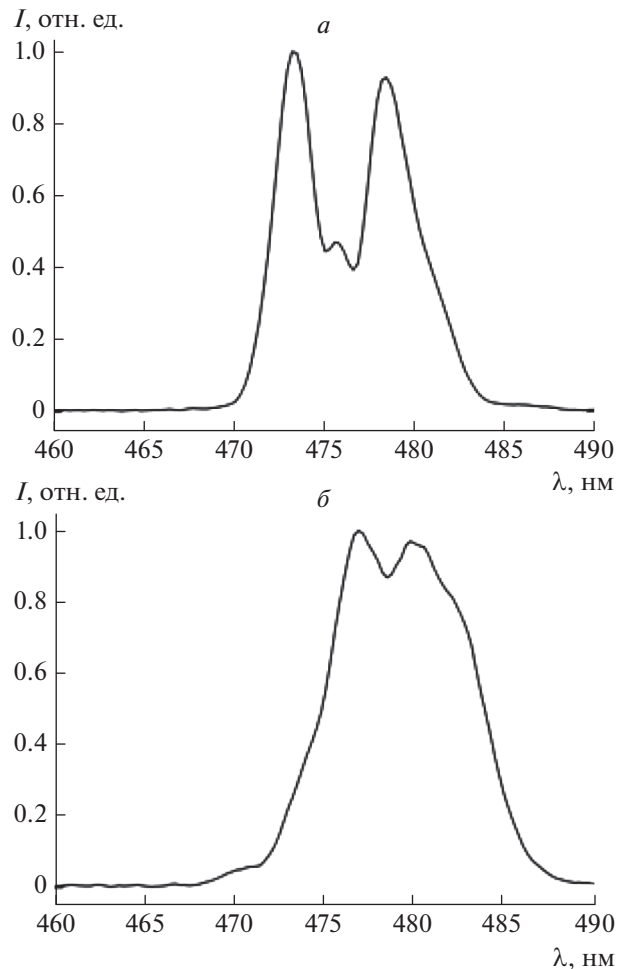


Рис. 1. Спектр ВГ после КДП, измеренный при отрицательном чирпе (а) и при положительном чирпе (б) первой гармоники. λ – Длина волны, I – интенсивность.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При формировании ВГ ранее нами были найдены условия, при которых можно было уширять спектральный контур и, тем самым, сокращать длительность спектрально ограниченного импульса [5]. Понятно, что это позволяет повышать мощность лазерного пучка после его усиления и компрессии в газовом усилителе [6]. Такое уширение можно осуществлять за счет накачки нелинейного кристалла чирпированным импульсом первой гармоники с положительным или отрицательным чирпом. При этом оказывается, что знак чирпа влияет на спектральный состав излучения ВГ, а величина интенсивности первой гармоники практически на него не влияет. Так, при использовании первой гармоники с отрицательным чирпом происходит появлению новых длин волн с коротковолновой стороны от центральной длины волны 477 нм (рис. 1а) – “синее смещение”. При накачке кристалла излучением с положительным

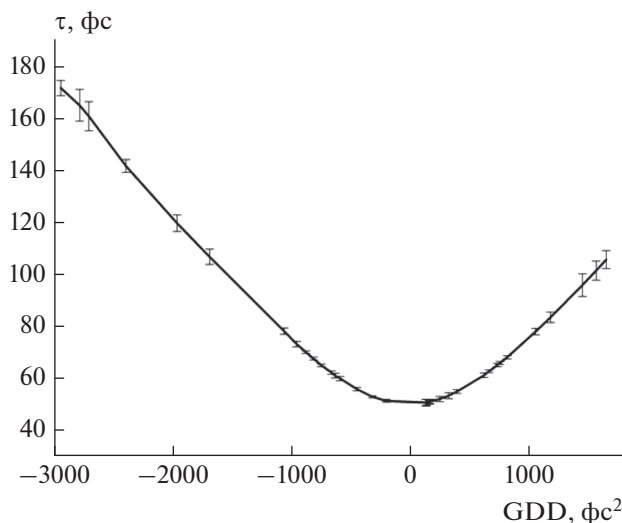


Рис. 2. Изменение длительности импульса ВГ при изменении дисперсии групповых скоростей (GDD) за счет изменения расстояния между решетками компрессора. τ – длительность импульса, GDD – дисперсия компрессора.

чирпом появляются новые длины волн с длинноволновой стороны (рис. 1б) – “красное смещение”. Из-за специфики контура усиления кристалла Ti:Sa (максимум усиления с коротковолновой стороны от 477 нм) мы наблюдаем существенное смещение спектра в коротковолновую область, и минимальное смещение или его отсутствие в длинноволновую область. Придание импульсу излучения первой гармоники положительного или отрицательного чирпа за счет изменения величины отрицательной дисперсии компрессора приводит к увеличению ее длительности импульса (рис. 2) и не влияет на ее спектральный состав. Это, с одной стороны, снижает эффективность генерации ВГ в нелинейном кристалле, но, с другой стороны, увеличивает длительность импульса ВГ, что снижает ее интенсивность при прохождении призмной пары. Последнее обстоятельство является благоприятным для снижения нелинейных явлений в материале призм. Отметим также, что для положительно чирпированного импульса с длительностью 100 фс ширина спектра ВГ была примерно в два раза шире спектрально ограниченного импульса, как и в случае преобразования в КДП аналогичного импульса с длительностью 100 пс [7].

Детальное усиление чирпированного импульса ВГ в XeF(C-A) усилителе было исследовано теоретически. При этом использование положительного или отрицательного чирпа для различных режимов усиления давало практически одинаковую деформацию спектра в ту или иную сторону. Причем наибольшая деформация наблюдалась в насыщенном режиме усиления. На рис. 3а приведено

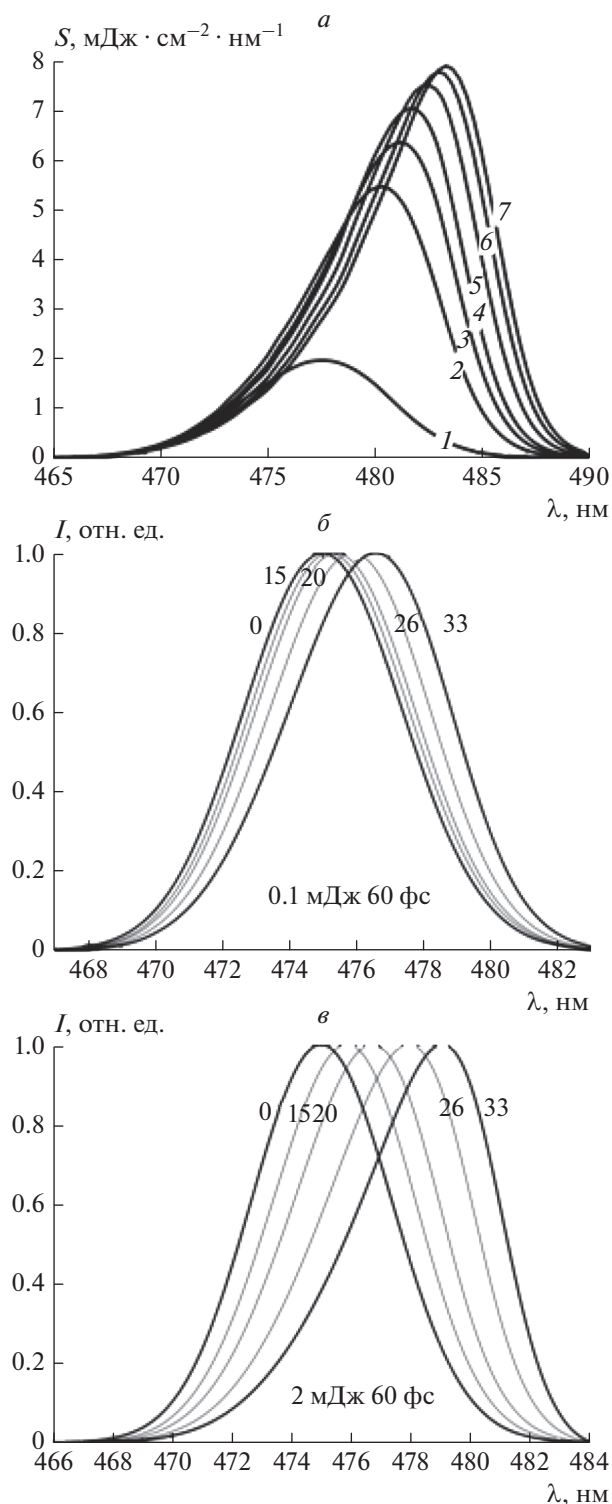


Рис. 3. Изменения спектров излучения, рассчитанные после усиления в XeF(C-A) усилителе положительно чирпированного импульса излучения для различных энергий входного импульса E_{in} (1 – 0.1 мДж, 2 – 1 мДж, 3 – 2 мДж, 4 – 3 мДж, 5 – 6 мДж, 6 – 10 мДж, 7 – 14 мДж) при энергии накачки $E_{в\text{уф}} = 270$ Дж (а) и после различного числа проходов по активной среде для энергии входного импульса 0.1 (б) и 2 (в) мДж. 60 фс – это спектрально ограниченная длительность импульса.

поведение выходного спектра излучения XeF(C-A) усилителя в зависимости от величины положительно chirпированного входного импульса длительностью 2 пс. Можно видеть, что при малой энергии входного сигнала (0.1 мДж) деформации спектра практически не наблюдается и он отображает спектр входного сигнала. При увеличении энергии входного импульса от 1 до 14 мДж деформация спектра в длинноволновую сторону увеличивается и максимум интенсивности смещается с 477 до 484 нм. Наша программа позволяет рассчитать динамику деформации спектрального контура по мере усиления импульса излучения по длине активной области (36.3 м), которая образуется на 33 проходах по ней. На рис. 3б и 3в показано поведение выходного спектра излучения после различного числа проходов положительно chirпированного импульса с длительностью 50 пс по активной среде XeF(C-A) усилителя для энергии входного импульса 0.1 и 2 мДж. Видно, что максимум интенсивности постепенно смещается в длинноволновую сторону, причем более сильно — при большей входной энергии. Следует отметить, что ширина спектра после усиления практически не изменяется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенные исследования поведения спектрального контура излучения второй гармоники с центральной длиной волны 475–477 нм в процессе ее формирования в нелинейном кристалле КДП и при усилении в XeF(C-A) усилителе в зависимости от знака chirпа показали идентичность деформации спектрального контура. А именно, при отрицательном chirпе наблюда-

ется смещение спектра в коротковолновую сторону (синее смещение), а при положительном chirпе — в длинноволновую сторону (красное смещение). Отличие заключается лишь в том, что при формировании ВГ в нелинейном кристалле величина деформации спектра практически не зависит от интенсивности излучения первой гармоники, а при ее усилении величина деформации увеличивается с ростом входной интенсивности в усилитель.

Работа была поддержана Российским научным фондом (проект № 19-19-00241).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G. et al. // Laser Part. Beams. 2013. V. 31. No. 1. P. 17.*
2. *Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. и др. // Квант. электрон. 2019. Т. 49. № 10. С. 901; Alekseev S.V., Ivanov N.G., Losev V.F. et al. // Quantum Electron. 2019. V. 49. No. 10. P. 901.*
3. *Giamb Bruno F., Radier C., Rey G., Chériaux G. // Appl. Opt. 2011. V. 50. No. 17. P. 2617.*
4. *Ястремский А.Г., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. // Квант. электрон. 2019. Т. 49. № 3. С. 205; Yastremskii A.G., Ivanov N.G., Losev V.F. // Quantum Electron. 2019. V. 49. No. 3. P. 205.*
5. *Алексеев С.В., Иванов М.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 12. С. 151; Alekseev S.V., Ivanov M.V., Ivanov N.G., Losev V.F. // Russ. Phys. J. 2020. V. 62. No. 12. P. 2324.*
6. *Alekseev S.V., Ivanov N.G., Losev V.F. et al. // Opt. Commun. 2020. V. 455. Art. No. 124386.*
7. *Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Иванов М.В. и др. // Квант. электрон. 2017. Т. 47. № 3. С. 184; Alekseev S.V., Ivanov N.G., Ivanov M.V. et al. // Quantum Electron. 2017. V. 47. No. 3. P. 184.*

Spectra changes of second harmonic during conversion and amplification of chirped pulse

S. V. Alekseev^{a, *}, V. F. Losev^a, D. M. Lubenko^a, A. G. Yastremskii^a

^a Institute of High Current Electronics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Tomsk, 634055 Russia

*e-mail: sergey100@sibmail.com

The results of experimental and theoretical studies of spectral profile second harmonic radiation with central wavelength of 475 nm during its formation in nonlinear KDP crystal and during amplification in XeF(C-A) amplifier, depending on the sign of chirp and radiation intensity, are presented. The value of spectrum deformation after amplification in gas amplifier due to the so-called “red” or “blue” shift is shown, and a similar deformation of second harmonic spectrum after nonlinear crystal is noted.