

Временная компрессия импульсов излучения фемтосекундного иттербиевого лазера при частоте следования импульсов 100 кГц

Н.В.Диденко, А.В.Конященко, П.В.Кострюков, Л.Л.Лосев, В.С.Пазюк, С.Ю.Теняков, В.В.Брюханов

На основе использования эффекта нелинейной фазовой самомодуляции в газонаполненном капилляре осуществлена временная компрессия импульса фемтосекундного иттербиевого лазера при частоте следования импульсов 100 кГц. Лазерный импульс длительностью 260 фс сжат до 17 фс с энергетической эффективностью 40 %. Средняя мощность излучения на выходе компрессора составила 2 Вт. С целью повышения временного контраста и дальнейшего сокращения длительности импульса проведен второй этап компрессии в процессе генерации второй гармоники в кристалле КДР. Получены импульсы длительностью 11 фс при эффективности 35 %.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, иттербиевый лазер, капилляр, компрессия импульсов.

1. Введение

Мощные фемтосекундные лазерные системы на основе кристаллов, активированных ионами иттербия, в настоящее время получили наиболее широкое распространение вследствие их высокой энергетической эффективности, компактности, надежности и низкой стоимости по сравнению с другими фемтосекундными лазерами. Обычно иттербиевые фемтосекундные лазерные системы строятся по схеме задающий генератор – регенеративный усилитель. В задающем генераторе в качестве активной среды используется кварцевое волокно, в регенеративном усилителе – кристалл, активированный ионами иттербия. Достаточно узкая полоса усиления в кристаллах не позволяет генерировать в таких лазерных системах импульсы короче 200 фс. Поэтому, при необходимости, для получения импульсов меньшей длительности используются методы нелинейной компрессии, в частности компрессия импульсов в газонаполненном капилляре [1].

Нелинейная компрессия фемтосекундных импульсов в схеме с газонаполненным капилляром исследована нами в работах [2, 3]. Было осуществлено сжатие импульса иттербиевого лазера длительностью 300 фс с энергией 150 мкДж в импульс длительностью 30 фс при энергетической эффективности $\sim 50\%$. Частота следования импульсов (ЧСИ) составляла 3 кГц, что соответствовало средней мощности излучения после компрессора ~ 0.2 Вт.

Для проведения ряда экспериментов (например, для генерации высших гармоник и аттосекундных световых импульсов в газовых средах) требуются лазерные импульсы с мощностью не менее 1 ГВт и длительностью в

несколько периодов световой волны [4]. При этом для повышения чувствительности и точности эксперимента желательно обеспечить как можно более высокую ЧСИ. Современные фемтосекундные иттербиевые лазерные системы могут работать с ЧСИ в несколько сотен килогерц. Поэтому исследование нелинейной компрессии таких лазерных систем с целью получения мощных световых импульсов длительностью в несколько периодов световой волны является актуальной задачей. В настоящей работе проведено исследование компрессии лазерных импульсов в газонаполненном капилляре при частоте следования импульсов 100 кГц.

2. Выбор капилляра

Основным моментом при разработке схемы капиллярного компрессора является выбор размеров капилляра. При уширении спектра излучения импульса в газонаполненном капилляре в процессе фазовой самомодуляции необходимо исключить ионизацию активного газа, приводящую к снижению эффективности и стабильности работы. В случае использования в качестве активного газа ксенона, обладающего наиболее высоким нелинейным показателем преломления, интенсивность излучения в капилляре не должна превышать 10^{13} Вт/см² [5]. Исходя из этого, при указанных выше параметрах лазерного импульса диаметр основной моды в капилляре должен быть больше 60 мкм, а поскольку диаметр основной моды составляет ~ 0.6 от внутреннего диаметра капилляра [6], то последний должен быть больше 100 мкм.

Как показано в [3], уширение спектра $F = \Delta\omega_{\text{out}}/\Delta\omega_{\text{las}}$ (где $\Delta\omega_{\text{las}}$ и $\Delta\omega_{\text{out}}$ – ширина спектра лазерного излучения и излучения на выходе капилляра соответственно) при заданном значении пропускания капилляра T , которое определяется длиной и внутренним диаметром капилляра, слабо зависит от длины капилляра L : $F \sim L^{1/3}$. Поэтому выбор длины капилляра осуществляется в основном исходя из максимально возможного габаритного размера компрессора. В нашем случае эксперименты проводились с капилляром длиной 60 см.

Н.В.Диденко, А.В.Конященко, П.В.Кострюков, Л.Л.Лосев, В.С.Пазюк. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: lllosev@mail.ru
С.Ю.Теняков. ООО «Авеста-Проект», Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, д. 11
В.В.Брюханов. Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, Россия, 236041 Калининград, ул. Невского, 14

Поступила в редакцию 3 июня 2016 г.

Максимальное уширение спектра зависит от пропускания и длины капилляра, а также от длины волны лазерного излучения λ следующим образом [3]:

$$F = \left[1 + k \left(\frac{L}{\lambda} \right)^{2/3} \frac{(1-T)^2}{(-\ln T)^{2/3}} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где k – константа.

Максимальное уширение достигается в режиме, когда при фиксированной мощности входного лазерного импульса давление газа выбирается чуть ниже давления, при котором возникают высшие моды в капилляре [3] и, как следствие, падает его пропускание. Это давление газа близко к давлению, соответствующему порогу самофокусировки лазерного пучка. Значение константы k в (1), зависящее от материала капилляра, было определено в [3] исходя из анализа имеющихся экспериментальных данных. Для кварцевого капилляра $k = 17$.

На рис.1 показана зависимость уширения спектра от пропускания капилляра для кварцевого капилляра длиной 60 см. Максимальное уширение достигается при $T = 16\%$. Наряду с уширением спектра, которое определяет степень компрессии лазерного импульса, важное значение имеет мощность сжатого импульса. На рис.1 также представлена зависимость приращения мощности M , определяемого как отношение мощности импульса после компрессии к мощности входного импульса, от пропускания капилляра. В случае идеальной компрессии импульса на выходе капилляра приращение M может быть представлено в виде

$$M = baFT. \quad (2)$$

Здесь коэффициент b определяет эффективность ввода лазерного излучения в капилляр (обычно $b \approx 0.8$), а коэффициент a – долю энергии импульса, испытывающую компрессию.

Известно, что частотный чирп импульса, уширенного при фазовой самомодуляции в нелинейном процессе, меняет знак на протяжении импульса [7]; причем наиболее интенсивная часть импульса, которая подвергается сжатию, имеет положительный чирп, а низкоинтенсивные фронты импульса приобретают отрицательный чирп. Для импульса гауссовой формы коэффициент $a \approx 0.6$ [7]. Таким образом, $M \approx 0.5 FT$.

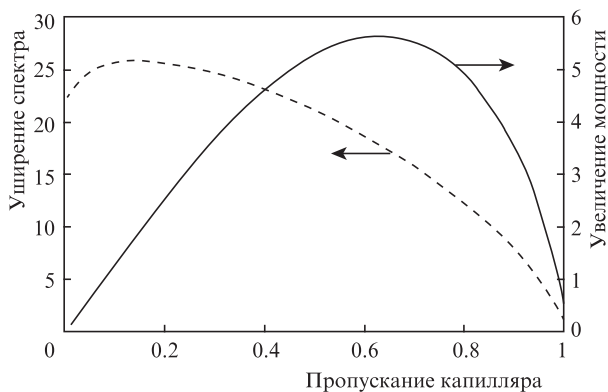


Рис.5. Расчетные зависимости уширения спектра F (штриховая кривая) и увеличения мощности M (сплошная кривая) импульса от пропускания капилляра T .

Как видно из графиков рис.1, получить мощность сжатого импульса, близкую к максимальной, при наиболее коротком импульсе (больших значениях уширения спектра) можно в диапазоне пропускания капилляра от 0.5 до 0.6. При этом появляется возможность осуществить примерно двадцатикратное сжатие импульса и увеличить его мощность по сравнению с мощностью исходного лазерного импульса более чем в 5 раз.

Поскольку коэффициент ослабления основной моды α в кварцевом капилляре зависит от внутреннего радиуса r как $\alpha = 0.42 \lambda^2/r^3$ [6], то для достижения оптимального режима компрессии нами был выбран капилляр длиной 60 см с внутренним радиусом 75 мкм. Рассчитанное пропускание T для такого капилляра составляет 0.55.

3. Капиллярный компрессор

Схема эксперимента по временной компрессии излучения фемтосекундного иттербиевого лазера (ТЕТА, Avesta) приведена на рис.2. Данный лазер при сохранении средней мощности выходного излучения 5 Вт позволял плавно изменять ЧСИ в пределах 25–250 кГц. При проведении экспериментов максимальная ЧСИ достигала 100 кГц. Более высокие частоты не исследовались, поскольку в этом случае для достижения оптимального режима компрессии требуются более высокое давление газа и иная конструкция газовой кюветы. Длительность импульса излучения составляла 260 фс при ширине спектра 6 нм.

Линейно поляризованное лазерное излучение фокусировалось линзой Л1 с фокусным расстоянием $F = 50$ см на вход капилляра, установленного в камере из нержавеющей стали длиной 1 м и с внутренним диаметром 1 см, заполненной ксеноном. Внутренний диаметр капилляра был 150 мкм, а его длина – 60 см. Излучение на выходе капилляра коллимировалось линзой Л2 ($F = 15$ см) и заводилось во временной компрессор из чирпированных зеркал. После отражений от чирпированных зеркал с суммарной дисперсией второго порядка -1500 фс² (шесть отражений) импульс направлялся в автокоррелятор (ACF-20, Avesta) для измерения длительности.

Измеренное отношение энергии на выходе к энергии импульса на входе капилляра в вакуумированной камере составило 0.42. Поскольку эффективность ввода излучения в капилляр равна 0.8, измеренное пропускание капилляра $T_{\text{meas}} = 0.53$, что незначительно отличается от расчетного значения ($T = 0.55$).

Для выбора оптимального режима компрессии измерялось пропускание капилляра в зависимости от давления ксенона в камере при неизменной энергии лазерного импульса 50 мкДж. При давлении ксенона выше 10 атм наблюдалось резкое падение пропускания капилляра, что связано с превышением порога генерации высших мод в

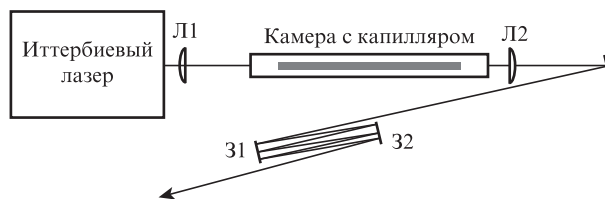


Рис.1. Оптическая схема капиллярного компрессора: 31 и 32 – чирпированные зеркала; Л1 и Л2 – линзы.

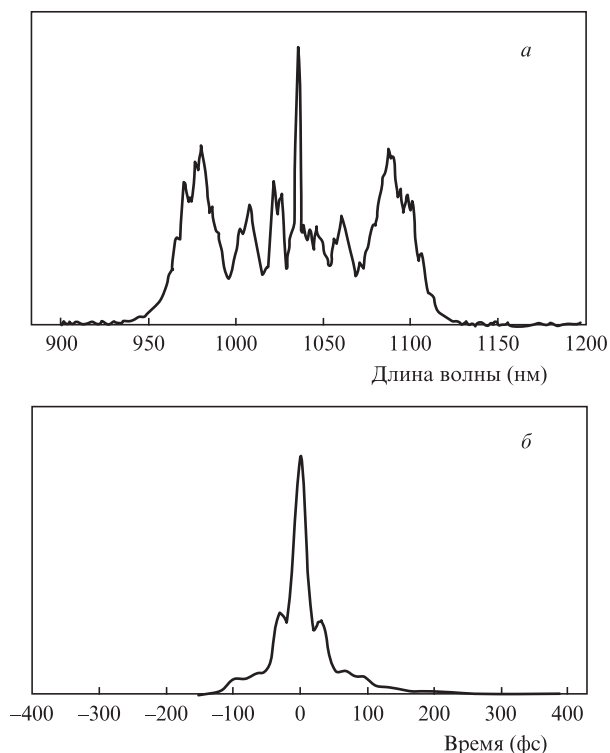


Рис.2. Спектр импульса на выходе капилляра (а) и автокорреляционная функция сжатого импульса длительностью 17 фс (б).

капилляре [8]. Поэтому дальнейшие эксперименты проводились при давлении ксенона 10 атм, при котором пропускание капилляра снижалось на 2 % по сравнению с пропуском в случае вакуумированной камеры.

На рис.3 показаны спектр импульса, уширенный в газонаполненном капилляре, и автокорреляционная функция импульса после временной компрессии на chirпированных зеркалах. Ширина спектра составила 130 нм, следовательно, уширение спектра импульса превысило 20, что согласуется с расчетами (см. рис.1). Наличие более интенсивной коротковолновой части спектра обусловлено меньшим коэффициентом ослабления при распространении в капилляре излучения с меньшей длиной волны. Приведенный спектр соответствует спектрально-ограниченному импульсу с длительностью 16 фс. Измеренная автокорреляционная функция дает длительность сжатого импульса 17 фс (рис.3,б) в предположении, что импульс имеет гауссову форму. Видимый на автокорреляционной функции субимпульс мы связываем с некомпенсированной chirпированными зеркалами дисперсией третьего порядка.

При энергии сжатого импульса 20 мкДж и длительности основного импульса (содержит около 60 % энергии) 17 фс мощность основного импульса составила ~0.7 ГВт. Поскольку мощность исходного лазерного импульса равна 0.19 ГВт (50 мкДж и 260 фс), то увеличение мощности M достигало 3.7. Меньшее значение M по сравнению с расчетным (5.5) вызвано отличием спектра сжатого импульса от спектра гауссовой формы, принятого в расчетах. Средняя выходная мощность излучения на выходе компрессора при ЧСИ 100 кГц достигала 2 Вт.

Световой пучок компрессированного излучения имел пространственное распределение, близкое к гауссову с диаметром (по уровню e^{-2}) ~2 мм. Отметим, что при фо-

кусировке сжатого импульса линзой с $F = 5$ см диаметр пятна в фокусе составляет ~30 мкм, а пиковая интенсивность излучения – 10^{14} Вт/см². Это обстоятельство, наряду с достаточно малой длительностью импульса (примерно шесть периодов световой волны), открывает возможности использования иттербиевого лазера с компрессором в экспериментах по генерации высших гармоник и аттосекундных импульсов в газах.

Проведенные эксперименты по исследованию влияния ЧСИ на выходные характеристики компрессора показали, что при фиксированной энергии одиночного лазерного импульса на уровне 50 мкДж и варьировании ЧСИ от 25 до 100 кГц длительность и мощность сжатого импульса не изменяются. Из этого следует, что нагрев газа в камере компрессора, связанный с выходом лазерного излучения через стенки капилляра, не оказывает влияния на работу компрессора при средней мощности лазера до 5 Вт.

4. Дополнительная компрессия импульса при генерации второй гармоники в кристалле

К недостатку метода компрессии импульсов на основе уширения спектра в процессе фазовой самомодуляции можно отнести принципиальное наличие низкоинтенсивного пьедестала [7]. Данное обстоятельство не является критичным при проведении экспериментов с газовыми средами. Однако при воздействии импульса излучения на твердое тело (например, при генерации высших гармоник на его поверхности) наличие пьедестала может оказаться решающим фактором. Поэтому для получения фемтосекундных импульсов с более высоким контрастом приходится использовать дополнительные методы нелинейного преобразования, в частности генерацию второй гармоники. При генерации второй гармоники в кристаллах, кроме того, появляется возможность осуществить временное сжатие импульса [9]. Ниже излагаются результаты эксперимента по увеличению контраста и компрессии импульса при генерации второй гармоники в кристалле.

Оптическая схема эксперимента приведена на рис.4. Лазерное излучение после компрессора на chirпированных зеркалах фокусировалось линзой ($F = 30$ см) в кристалл KDP толщиной 1 мм. Использовался синхронизм типа $oo-e$, частотная полоса которого достаточна для генерации импульсов с длительностью меньше 10 фс. Диаметр пятна фокусировки на кристалле составил 200 мкм, интенсивность излучения – около 1 ТВт/см². Излучение второй гармоники после коллимирования во-

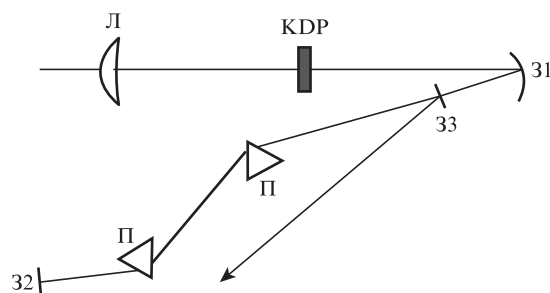


Рис.3. Оптическая схема компрессии импульса на основе генерации второй гармоники в кристалле KDP: Л – линза с фокусом 30 см; 31, 32, 33 – зеркала с серебряным покрытием (31 – сферическое зеркало с фокусом 25 см, 32 и 33 – плоские); П – призмы.

гнутое зеркалом с серебряным покрытием направлялось в призмный временной компрессор. Расстояние между кварцевыми призмами компрессора было 40 см. Длительность сжатого импульса второй гармоники измерялась автокоррелятором. Эффективность преобразования излучения во вторую гармонику составила 35%, средняя мощность излучения с длиной волны 0.515 мкм – соответственно 0.7 Вт.

Возможность сжатия импульса второй гармоники связана с тем, что при использовании частотно-модулированного импульса основного излучения можно достичь двукратного уширения спектра второй гармоники по отношению к спектру основного излучения [9]. В нашем эксперименте чирпирование импульса излучения с длиной волны 1.03 мкм осуществлялось при прохождении светового пучка через фокусирующую линзу толщиной 7 мм, изготовленную из стекла К8. В этом случае происходит примерно двукратное удлинение импульса – с 17 до 36 фс. Как показывают оценки [9], такое чирпирование импульса должно приводить к двукратному уширению спектра второй гармоники.

На рис.5 представлен спектр излучения второй гармоники, а также автокорреляционная форма импульса после призмного компрессора. Спектр соответствует спектрально-ограниченному импульсу с длительностью 9 фс. Отличие формы спектра второй гармоники от спектра излучения после компрессора на чирпированных зеркалах (см. рис.3,а) связано с тем, что несмещенные спек-

тральные компоненты (находящиеся вблизи частоты исходного лазерного излучения) имеют максимальную интенсивность после фазовой самомодуляции [7] и преобразуются во вторую гармонику с наибольшей эффективностью. Длительность импульса второй гармоники после компрессора составила 11 фс при аппроксимации импульсом гауссовой формы. Как видно из автокорреляционной функции (рис.5,б), доля энергии, содержащаяся в низкоинтенсивном пьедестале, значительно снижена (примерно с 40% до 5%) по сравнению с импульсом основного излучения.

5. Выводы

В настоящей работе были получены следующие результаты.

1. Определены условия достижения максимальной степени компрессии и повышения мощности сжатого импульса в компрессоре на основе эффекта нелинейной фазовой самомодуляции в газонаполненном капилляре.

2. При частоте следования импульсов 100 кГц осуществлена временная компрессия импульса излучения иттербиевого лазера (260 фс, 50 мкДж). Лазерный импульс сжат до длительности 17 фс с энергетической эффективностью 40%. Пиковая мощность сжатого импульса повышена в 3.5 раза по отношению к мощности исходного лазерного импульса и составила 0.7 Вт. Пространственно-временные характеристики светового пучка на выходе компрессора допускают возможность использования системы «иттербиевый лазер + капиллярный компрессор» в экспериментах по генерации высших гармоник в газах.

3. С помощью генерации второй гармоники в кристалле KDP осуществлено дополнительное сжатие лазерного импульса. После компрессора получен импульс второй гармоники длительностью 11 фс с энергетической эффективностью 35% при длительности импульса основного излучения 17 фс.

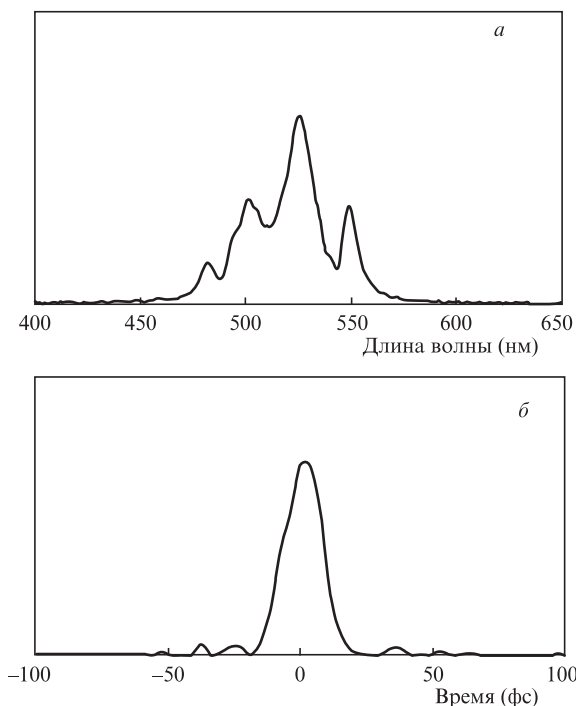


Рис.4. Спектр импульса второй гармоники (а) и автокорреляционная функция сжатого импульса длительностью 11 фс (б).

1. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793 (1996).
2. Конященко А.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **41**, 606 (2011).
3. Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **41**, 989 (2011).
4. Popmintchev T., Chen M.-C., Popmintchev D., Arpin P., Braun S., Alisauskas S., Andriukaitis G., Balciunas T., Mucke O., Hernandez-Garcia C., Plaja L., Becker A., Jaron-Becker A., Murnane M., Kapteyn H. *Science*, **336**, 1287 (2012).
5. Hankin S.M., Villeneuve D.M., Corkum P.B., Rayner D.M. *Phys. Rev.*, **64**, 013405 (2001).
6. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. *Bell Syst. Tech. J.*, **43**, 1783 (1964).
7. Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **42**, 231 (2012).
8. Xia J., Altucci C., Amoroso S., Bruzese R., Velotta R., Wang X. *Opt. Express*, **16**, 3527 (2008).
9. Didenko N.V., Konyashchenko A.V., Losev L.L., Pazyuk V.S., Tenyakov S.Yu. *Opt. Commun.*, **282**, 997 (2009).