

Эффективная компрессия фемтосекундных импульсов иттербиевого лазера в газонаполненном капилляре

А.В.Конященко, Л.Л.Лосев, С.Ю.Теняков

Импульс излучения иттербиевой лазерной системы (центральная длина волны 1028 нм) длительностью 290 фс с энергией 145 мкДж был сжат до импульса длительностью 27 фс с энергией 75 мкДж. Сжатие осуществлялось на основе эффекта уширения спектра импульса в стеклянном капилляре, заполненном ксеноном, при частоте повторения импульсов 3 кГц.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, капилляр, компрессия импульсов.

1. Введение

В настоящее время лазерные системы с активными элементами, легированными ионами Yb^{3+} (далее – иттербиевые лазеры), являются наиболее востребованными вследствие их высокой эффективности и энергетических возможностей [1, 2]. Высокая эффективность иттербиевых лазеров, которая может превышать 80 %, достигается благодаря малым стоковым потерям при использовании прямой диодной накачки активного элемента. Так, при длине волны излучения диодной накачки ~ 980 нм длина волны генерации иттербиевого лазера составляет 1025–1080 нм. Наряду с мощными непрерывными иттербиевыми лазерами достаточно широко применяются импульсные лазерные системы, в частности с фемтосекундной длительностью импульса. В волоконных иттербиевых генераторах получены световые импульсы длительностью менее 40 фс с энергией несколько наноджоулей [3]. Однако в иттербиевых лазерных системах, построенных по схеме генератор – усилитель и работающих в диапазоне энергий $10^{-2} - 1$ мДж, длительность импульсов на выходе обычно превышает 200 фс [4, 5]. Поэтому, в случае необходимости, для получения высокоэнергетичных световых импульсов с длительностью не более 100 фс используется временное сжатие (компрессия) импульсов выходного излучения иттербиевого лазера.

Для компрессии лазерных импульсов с энергией от микроджоулей до нескольких миллиджоулей широко применяется метод, основанный на уширении спектра импульса в процессе фазовой самомодуляции при его распространении в капилляре, заполненном инертным

газом [6]. Например, в работе [7] импульс излучения иттербиевого лазера длительностью 600 фс с энергией 600 мкДж был сжат до импульса длительностью ~ 70 фс. При этом энергия сжатого импульса составила лишь ~ 100 мкДж. Невысокая эффективность нелинейного преобразования, связанная с низким коэффициентом пропускания капилляра (20 %), значительно сужает область применения такого компрессора.

Целью настоящей работы являлось создание нелинейного компрессора фемтосекундных импульсов иттербиевого лазера с высокой (более 50 %) энергетической эффективностью.

2. Расчет параметров компрессора

В данном разделе приводятся аналитические расчеты, позволяющие выбрать параметры компрессора (активную среду и размеры капилляра), исходя из заданных параметров лазерного импульса и требуемого значения эффективности преобразования.

Создание компрессора на основе уширения спектра импульса в капилляре, заполненном инертным газом, начинается с выбора длины капилляра. Предпочтительнее использовать капилляры длиной менее 1 м. Малая длина капилляра позволяет создать компактную систему. Кроме того, чем длиннее капилляр, тем сильнее негативное влияние неоднородностей формы и внутренней поверхности капилляра на его пропускание и пространственное распределение выходного излучения.

Выберем капилляр длиной L . Коэффициент ослабления α интенсивности излучения низшей моды EH_{11} , обладающей минимальными потерями, описывается в капилляре выражением [8]

$$\alpha = 0.146 \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{v^2 + 1}{\sqrt{v^2 - 1}}, \quad (1)$$

где λ – длина волны лазерного излучения; a – внутренний радиус капилляра; v – отношение показателей преломления материала стенки капилляра и заполняющего его газа. Ослабление световой волны на выходе капилляра определяется произведением αL . Отсюда при фиксированной длине и заданном значении коэффициента пропу-

А.В.Конященко. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; ООО «Авеста-Проект», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, территория ФИАН, КРФ-2; e-mail: fs@avesta.ru

Л.Л.Лосев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: losev@pluton.lpi.troitsk.ru

С.Ю.Теняков. ООО «Авеста-Проект», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, территория ФИАН, КРФ-2; e-mail: tenyakov@avesta.ru

Поступила в редакцию 18 февраля 2011 г., после доработки – 4 апреля 2011 г.

сказания (эффективности преобразования) можно вычислить внутренний радиус капилляра. Для дальнейших расчетов зададим коэффициент пропускания капилляра равным 80 %, чему соответствует $\alpha L = 0.2$, и рассмотрим стеклянный капилляр, считая $\nu = 1.5$. При таких параметрах радиус капилляра

$$a = (2\lambda^2 L)^{1/3}. \quad (2)$$

При высоких интенсивностях излучения внутри капилляра начинают возбуждаться высшие моды, имеющие более высокий коэффициент ослабления, чем мода EH_{11} . Возбуждение высших мод связано с изменением поперечного профиля показателя преломления активной среды внутри капилляра, обусловленным вкладом его нелинейной части n_2 . Максимальная интенсивность излучения I , при которой еще не возникают высшие моды, определяется выражением [9]

$$\frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{2n_2 I} = 2.4. \quad (3)$$

Подставив выражение (2) в (3), можно найти максимальную интенсивность излучения для капилляра длиной L с коэффициентом пропускания 80 %:

$$I = \frac{0.3\lambda^{2/3}}{L^{2/3}n_2}. \quad (4)$$

Очевидно, что при максимальной интенсивности реализуется максимальное уширение спектра импульса на выходе капилляра.

Максимальная энергия импульса, при которой спектр импульса уширен максимально, а высшие моды еще не возбуждаются, определяется выражением

$$E = \pi 0.36 a^2 I \tau = 0.5 \frac{\lambda^2 \tau}{n_2}, \quad (5)$$

где τ – длительность импульса излучения. Множитель 0.36 в (5) возникает из-за того, что диаметр низшей моды равен ~ 0.6 диаметра капилляра [8].

Рассчитаем параметры капилляра и характеристики активного газа для схемы спектрального уширения импульса излучения длительностью 300 фс с энергией 150 мкДж и длиной волны 1 мкм. Выберем длину капилляра L , равную 20 см. При коэффициенте пропускания капилляра 80 % его радиус составит 72 мкм (2). Из формулы (5) при заданных энергии, длительности импульса и длине волны находим необходимое значение n_2 , которое равно 10^{-17} см²/Вт. Это значение можно получить при использовании в качестве активного газа ксенона при давлении ~ 8 атм. (Для ксенона n_2 при давлении 1 атм составляет 12×10^{-19} см²/Вт [10].) При таких условиях максимальная интенсивность I в капилляре, рассчитанная по формуле (4), не превысит 10^{13} Вт/см². Если же она превысит значение, при котором начинается заметная ионизация газа и связанный с ней рост поглощения, то нужно будет изменить размеры капилляра, поскольку при увеличении длины и соответственно диаметра капилляра интенсивность излучения внутри него снижается (4). В связи с этим необходим контроль максимального значения интенсивности. Для заданных выше параметров импульса лазерного излучения и рассчитанных характеристик газовой

среды интенсивность световой волны, при которой следует учитывать ионизацию газа, превышает 10^{14} Вт/см² [11]. Поэтому в данном случае изменений размеров капилляра не требуется.

В приведенном методе расчета не учитывается влияние дисперсии активной среды на форму импульса при его распространении в капилляре. Оценки показывают, что дисперсию газа в капилляре следует принимать во внимание для импульсов длительностью менее 20 фс.

Что касается ширины спектра лазерного импульса на выходе капилляра, то можно отметить следующее. В работе [7] показано, что степень уширения спектра – отношение ширины спектра выходного импульса $\Delta\omega$ к ширине спектра импульса на входе $(\Delta\omega)_0$ – пропорциональна нелинейному набегу фазы: $\Delta\omega/(\Delta\omega)_0 \propto n_2(2\pi/\lambda)IL$. Данная оценка применима в случае примерно постоянного значения интенсивности по длине капилляра – большого коэффициента пропускания капилляра. С учетом выражения (4) получим

$$\frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_0} \propto \left(\frac{L}{\lambda}\right)^{1/3}. \quad (6)$$

Таким образом, при генерации импульса с максимальной шириной спектра в капилляре с большим коэффициентом пропускания и в отсутствие возбуждения высших пространственных мод степень уширения спектра и степень компрессии (отношение длительности импульса на входе к длительности сжатого импульса) не зависят от типа используемого газа, а определяются лишь отношением длины капилляра к длине волны лазерного излучения. При этом зависимость от длины капилляра и длины волны излучения довольно слабая.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Эксперименты по компрессии импульсов проводились с использованием фемтосекундной лазерной системы ТЕТА-3 (ООО «Авеста-Проект»). Лазерная система включала в себя задающий генератор и регенеративный усилитель. Применялся метод усиления chirпированного импульса с последующей временной компрессией импульса выходного излучения. Задающим генератором служил лазер на волокне, активированном ионами Yb^{3+} , с диодной накачкой. Активным элементом регенеративного усилителя являлся кристалл калий-иттриевого ванадата, активированный ионами иттербия ($Yb^{3+} : KY(WO_4)_2$). Накачка регенеративного усилителя также осуществлялась излучением полупроводниковых диодов. Импульсы на выходе лазерной системы имели длительность 290 фс и энергию до 150 мкДж. Длина волны излучения равнялась 1028 нм, частота повторения импульсов – 3 кГц. Диаметр светового пучка с гауссовым распределением интенсивности составлял 4 мм по уровню $1/e^2$ интенсивности, его расходимость была равна 1.05 дифракционного предела.

Оптическая схема эксперимента показана на рис.1. Лазерное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 20 см в стеклянный капилляр с внутренним диаметром 140 мкм и длиной 20 см. Капилляр помещался в кювету длиной 30 см с внутренним диаметром 1 см, заполняемую ксеноном. Временное сжатие импульса после уширения его спектра в капилляре осуществля-

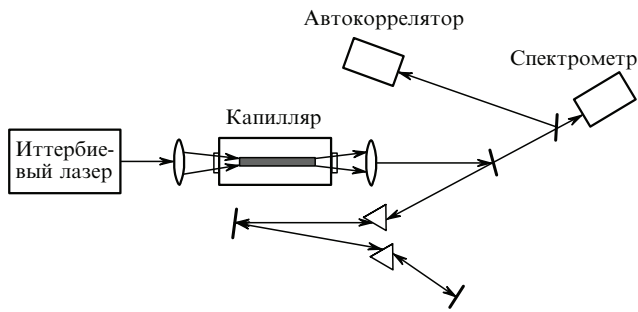


Рис.1. Оптическая схема компрессора импульсов излучения иттербиевого лазера.

лось с помощью компрессора, состоящего из двух кварцевых призм. Расстояние между призмами компрессора равнялось ~ 2 м. Для уменьшения размеров компрессора между кварцевыми призмами устанавливалось дополнительное зеркало. Регистрация спектра импульса излучения проводилась спектрометром ASP-100M («Авеста-Проект»). Длительность импульса измерялась автокоррелятором ASF-20 («Авеста-Проект»).

Перед проведением экспериментов по компрессии импульса были измерены коэффициенты пропускания капилляра для различных давлений ксенона. Полученная зависимость показана на рис.2. При давлениях ксенона менее 6 атм коэффициент пропускания капилляра не зависел от давления и составлял $\sim 60\%$, что меньше рассчитанного в предыдущем разделе значения для аналогичного капилляра (80%). Отличие измеренной величины от расчетной, по-видимому, связано с потерями излучения при вводе в капилляр и с рассеянием на его стенках. Распределение выходной интенсивности излучения по поперечному сечению пучка соответствовало низшей моде EH_{11} . Начиная с давления ксенона ~ 7 атм, наблюдалось резкое снижение коэффициента пропускания капилляра. При этом в распределении интенсивности на выходе капилляра возникали характерные для высших мод структуры – кольца, нарушения осевой симметрии. Измеренное давление ксенона, при котором начинали генерироваться высшие моды, с достаточно высокой точностью совпало с рассчитанным.

На рис.3 представлены спектры импульсов лазерного излучения на входе в капилляр и на выходе из него при давлении ксенона 7 атм. Спектр исходного лазерного им-

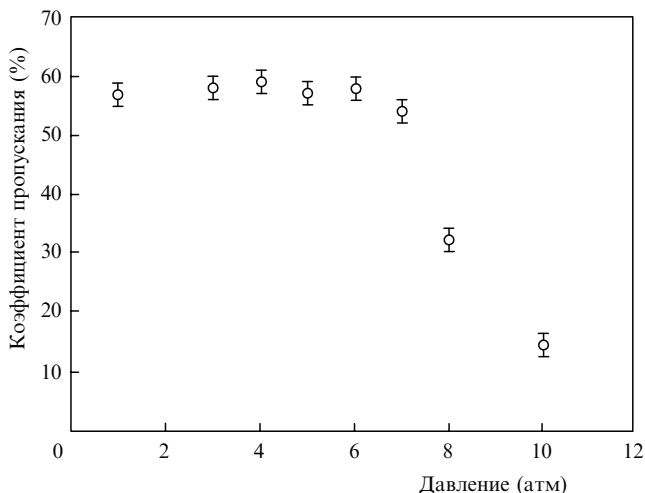


Рис.2. Зависимость коэффициента пропускания капилляра от давления ксенона.

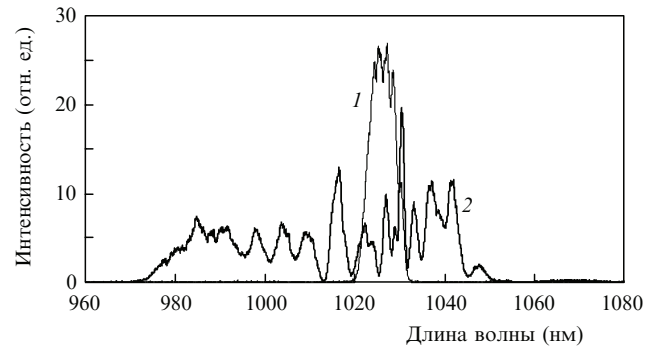


Рис.3. Спектры лазерных импульсов на входе в капилляр (1) и на выходе из него (2).

пульса шириной ~ 7 нм после прохождения через капилляр был уширен до ~ 70 нм. Изрезанная форма характерна для спектров импульсов, подверженных фазовой самомодуляции [12].

Максимальная степень компрессии импульса (~ 10) была достигнута при давлении ксенона 7 атм. В условиях нашего эксперимента – это максимальное давление газа, при котором в капилляре еще не генерируются высшие моды. Автокорреляционные формы импульсов входного и сжатого импульсов показаны на рис.4. В предположении, что форма импульса имеет вид sech^2x , длительность импульса после компрессии составляет 27 фс. Энергетическая эффективность преобразования в сжатый импульс, в целом определяемая потерями в капилляре и в призмной системе компрессора, составила 52% (энергия импульса на входе в компрессор 145 мкДж, а на выходе из него – 75 мкДж). Высокая эффективность преобразования была достигнута благодаря большому ($\sim 60\%$) коэффициенту пропускания капилляра и малым потерям в призмном компрессоре. Призмы компрессора были ориентированы так, чтобы линейно поляризованное излучение падало на их грани под углом, близким к углу Брюстера.

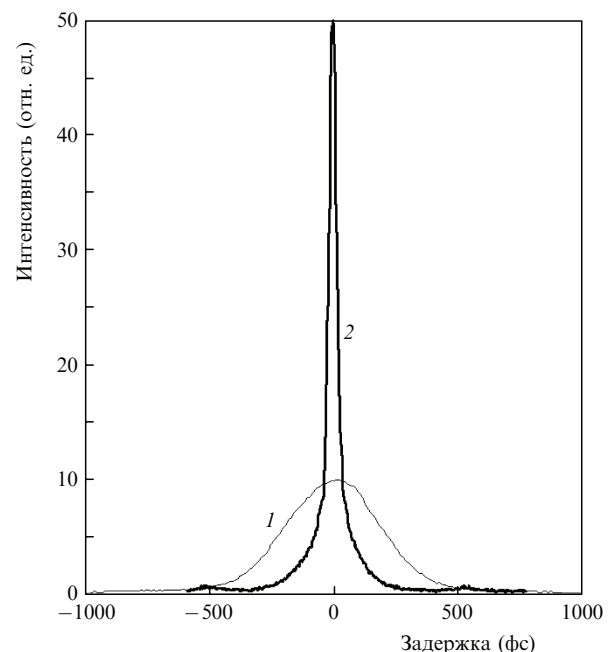


Рис.4. Автокорреляционные формы исходного (1) и сжатого (2) импульсов.

4. Заключение

Таким образом, результаты проведенного аналитического расчета компрессора фемтосекундных импульсов, построенного на основе процесса уширения спектра импульса при фазовой самомодуляции в газонаполненном капилляре, достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Импульс излучения иттербиевого лазера длительностью 290 фс был сжат до импульса длительностью 27 фс в стеклянном капилляре, заполненном ксеноном. Достигнута энергетическая эффективность преобразования в сжатый импульс, равная 52 %. В результате мощность импульса на выходе компрессора в пять раз превысила мощность исходного лазерного импульса.

Компрессия более высокоэнергетичных импульсов (с энергией свыше 10 мДж) может быть осуществлена на основе процесса чирпирования импульса при ионизации газа в капилляре [13, 14].

1. Gapontsev V.P., Fomin V., Ount A., Samartsev I.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3613**, 49 (1999).
2. Jeong Y., Sahu J., Payne D., Nilson J. *Opt. Express*, **12**, 6088 (2004).
3. Ilday F.O., Buckley J., Kuznetsova L., Wise F.W. *Opt. Express*, **11**, 3550 (2003).
4. Shah L., Liu Z., Hartl I., Imeshev G., Cho G., Fermann M. *Opt. Express*, **13**, 4717 (2005).
5. Larionov M., Butze F., Nickel D., Giesen A. *Opt. Lett.*, **32**, 494 (2007).
6. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793 (1996).
7. Hadrich S., Rothhardt J., Eidam T., Limpert J., Tunnermann A. *Opt. Express*, **17**, 3913 (2009).
8. Vozzi C., Nisoli M., Sansone G., Stagira S., De Silvestri S. *Appl. Phys. B*, **80**, 285 (2005).
9. Xia J., Altucci C., Amoroso S., Bruzzese R., Velotta R., Wang X. *Opt. Express*, **16**, 3527 (2008).
10. Shelton D.P. *Phys. Rev. A*, **42**, 2578 (1990).
11. Sung J.H., Park J.Y., Imran T., Lee Y.S., Nam C.H. *Appl. Phys. B*, **82**, 5 (2006).
12. Gallmann L., Pfeifer T., Nagel P.M., Abel M.J., Neumark D.M., Leone S.R. *Appl. Phys. B*, **86**, 561 (2007).
13. Babin A.A., Kartashov D.V., Kiselev A.M., Stepanov A.N., Sergeev A.M. *Laser Phys.*, **13**, 1050 (2003).
14. Dutin C.F., Dubrouil A., Petit S., Mevel E., Constant E., Descamps D. *Opt. Lett.*, **35**, 253 (2010).