Письма в ЖЭТФ, том 81, вып. 2, с. 65 – 69 © 2005 г. 25 января

Самокомпрессия субгигаваттных фемтосекундных лазерных импульсов в полом фотонно-кристаллическом волноводе

С. О. Коноров[+], *Е. Е. Серебрянников*[+], *А. А. Иванов*[*], *Д. А. Акимов*[+], *М. В. Алфимов*[*], *М. Скалора*[△], *А. М. Желтиков*[+□1)]

[+]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

[*]*Центр фотохимии РАН, 117421 Москва, Россия*

[△]*AMCOM Research Office, Huntsville, AL 35898-5000, USA*

[□]*Международный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 ноября 2004 г.
После переработки 8 декабря 2004 г.

Экспериментально реализован волноводный режим самосжатия мощных фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера в полом фотонно-кристаллическом волноводе. Показано, что в режиме высоких мощностей лазерных импульсов (более 100 МВт) дисперсионное расплывание импульса, характерное для полей низкой интенсивности, сменяется сжатием, эффективность которого максимальна вблизи вершины лазерного импульса.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

Транспортировка мощных сверхкоротких лазерных импульсов и управление их параметрами являются ключевыми задачами физики сильных световых полей и лазерных технологий. Явления самофокусировки и оптического пробоя не позволяют использовать для решения этих задач стандартные оптические волокна. Полые волноводы со сплошной оболочкой [1] обеспечивают радикальное увеличение нелинейно-оптических взаимодействий [2], позволяя формировать сверхкороткие световые импульсы [3, 4] и достигать высоких эффективностей генерации оптических гармоник высокого порядка [5, 6]. Однако такие волноводы не позволяют реализовать режим изолированных волноводных мод и не дают возможности формировать требуемый для управления сверхкороткими импульсами профиль дисперсии в достаточно широком спектральном диапазоне.

Полые фотонно-кристаллические (ФК) волноводы [7 – 9] позволяют сформировать изолированные волноводные моды мощного лазерного излучения [10] и обеспечивают уникальные возможности для создания практически произвольного профиля дисперсии [8]. Выполненные в последние годы эксперименты показывают, что полые ФК волноводы могут быть использованы для радикального увеличения эффективности широкого класса нелинейно-оптических процессов, включая вынужденное комбинационное рассеяние света [11], нерезонансные четырехволновые взаимодействия [12, 13], когерентное антистоксово рассеяние света [14] и фазовую самомодуляцию [15]. Явления временного и пространственного самовоздействия мощных лазерных импульсов в полых ФК волноводах приводят к формированию временных солитонов [16, 17] и самоканалированию [18] излучения, позволяя реализовать новые режимы транспортировки сверхкоротких импульсов сильных световых полей.

Выполненные ранее исследования [19] показали перспективность использования полых ФК волноводов для линейного сжатия предварительно чирпированных мощных лазерных импульсов, открывающего возможность создания полностью волоконных систем для усиления чирпированных импульсов. В настоящей работе наполненный газом полый ФК волновод объединяет в себе нелинейно-оптический элемент для модуляции фазы и компенсатор фазы со специальным профилем дисперсии. Ниже будут представлены результаты экспериментального исследования временного самовоздействия мультимегаваттных фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера в полом фотонно-кристаллическом волноводе, указывающие на существование волноводного режима самосжатия для лазерных импульсов этого класса.

Полые ФК волокна, разработанные для передачи и нелинейно-оптической трансформации мощных сверхкоротких лазерных импульсов, имели период

1)e-mail: zheltikov@phys.msu.ru

структуры оболочки порядка 5 мкм и диаметр сердцевины около 50 мкм (рис.1). Исследованию основных волноводных свойств таких волокон посвящена работа [20]. Спектр пропускания полых ФК волноводов характеризуется наличием ярко выраженных максимумов. Природа этих пиков связана с тем, что периодически структурированная оболочка волокна характеризуется высокой отражательной способностью вблизи фотонных запрещенных зон. Перестройка спектра пропускания полых ФК волокон осуществляется путем изменения структуры оболочки [21].

Место для тонового рисунка

Рис.1. Изображение поперечного сечения полого ФК волновода, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа

Моделирование свойств собственных мод и спектров пропускания полых ФК волноводов производилось на основе численного решения волнового уравнения для поперечных компонент электрического поля методом разложения по системе ортогональных базисных функций, сводящим решение волноводного уравнения с соответствующими граничными условиями к задаче на собственные функции и собственные значения матричного уравнения [22]. Рассматривается волноводная структура, состоящая из центральной области, имеющей форму цилиндра радиуса R со сложным профилем показателя преломления $n(r,\varphi)$ в цилиндрических координатах r и φ, и внешней сплошной оболочки с показателем преломления $n_{\rm cl}$. Функция $n(r,\varphi)$ определяется таким образом, чтобы наилучшим образом описать двумерный профиль показателя преломления в полой сердцевине и периодической оболочке ФК волновода (примеры задания этой функции приведены в работах [13, 23]). Волновые уравнения для поперечных компонент электромагнитного поля $\psi = \psi(r,\varphi)$ записываются в виде

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} + V^2(r,\varphi)\psi = W^2\psi, \qquad (1)$$

где $V^2(r,\varphi) = k^2R^2(n^2(r,\varphi) - n_{\rm cl}^2)$, k – волновое число, $W^2 = k^2R^2(n_{\rm eff}^2 - n_{\rm cl}^2)$, $n_{\rm eff} = \beta/k$ – эффективный показатель преломления волноводной моды, β – постоянная распространения моды, определяемая как собственное значение задачи (1).

Поле внутри цилиндрической области радиуса R представляется в виде разложения

$$\psi(r,\varphi) = \sum_{mn} A_{mn}\psi_{mn}(r,\varphi) \qquad (2)$$

по набору базисных функций

$$\psi_{mn}(r,\varphi) = e^{im\varphi}\left(\frac{\sin(n\pi r)}{\pi r} + \alpha_{mn}(W) + \beta_{mn}(W)r\right), \qquad (3)$$

где

$$\alpha_{mn}(W) = n\delta_{m,0}\left(1 + K_0(W)\frac{(-1)^n - 1}{WK_0'(W)}\right), \qquad (4)$$

$$\beta_{mn}(W) = n\left(-\delta_{m,0} + (1-\delta_{m,0})K_m(W)\frac{(-1)^n}{WK_m'(W) - K_m(W)}\right), \qquad (5)$$

$K_m(x)$ – модифицированная функция Бесселя порядка m.

Вне области радиуса R решение уравнения (1) записывается в виде разложения

$$\psi(r,\varphi) = \sum_m B_m e^{im\varphi}K_m(Wr). \qquad (6)$$

Подстановка (2) и (6) в уравнение (1) сводит исходную задачу к задаче на собственные функции и собственные значения для матричного уравнения, решение которой позволяет найти профили интенсивности излучения в волноводных модах (собственные функции) и постоянные распространения волноводных мод (собственные значения).

Ключевой характеристикой волокна, определяющей скорость расплывания коротких световых импульсов, является дисперсия групповой скорости (ДГС) $D = -2\pi c\lambda^{-2}d^2\beta/d\omega^2$, где β – постоянная распространения волноводной моды, λ и ω – длина волны и частота излучения, c – скорость света. Линиями *1* и *2* на рис.2 представлены зависимости эффективного показателя преломления $n_{\rm eff} - 1$ и ДГС от длины волны излучения для основной моды полого ФК волновода со структурой поперечного сечения, показанной на

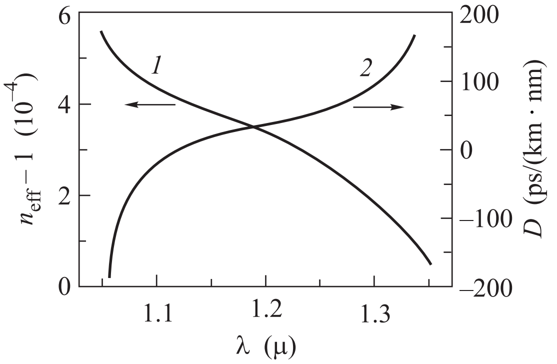

Рис.2. Зависимости эффективного показателя преломления $n_{\text{eff}} - 1$ и дисперсии групповой скорости D от длины волны излучения для основной моды полого ФК волновода со структурой поперечного сечения, показанной на рис.1

рис.1. Как следует из результатов расчета, представленных на рис.2, разработанный ФК волновод обеспечивает режим аномальной дисперсии ($D > 0$) в достаточно широком спектральном интервале, включающем длину волны излучения хром-форстеритового лазера (1.25 мкм). Созданное волокно, таким образом, позволяет осуществить самосжатие импульсов хром-форстеритового лазера за счет компенсации фазовой самомодуляциии этих импульсов в полой сердцевине волновода, наполненной газом с нелинейным показателем преломления $n_2 > 0$.

Лазерная система, использовавшаяся в наших экспериментах (рис.3), состояла из задающего лазера на

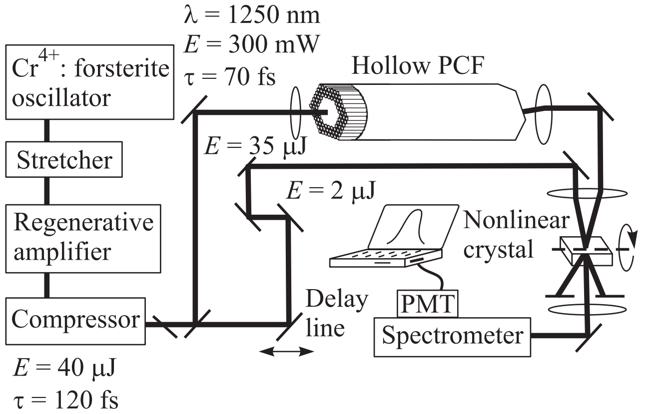

Рис.3. Схема экспериментальной установки

кристалле Cr^{4+}: форстерит, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрессора и кристалла для удвоения частоты. Для накачки задающего лазера использовался волоконный иттербиевый лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 50–70 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов составляла 1250 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла $\sim$ 300 мВт. Усиление фемтосекундных импульсов, формируемых задающим генератором, производилось при помощи регенеративного усилителя, накачиваемого излучением Nd:YLF-лазера. Усиленные импульсы с энергией до 100 мкДж поступали на решеточный компрессор, где происходило сжатие импульсов до длительности 100–200 фс с потерей примерно половины энергии.

Для определения формы огибающей и измерения длительности импульсов на выходе ФК волокна использовалась кросс-корреляционная методика, основанная на генерации суммарной частоты (ГСЧ) в кристалле BBO толщиной около 1 мм (рис.3). Кросс-корреляционная функция строилась путем измерения ГСЧ-сигнала, возникающего в результате смешения исследуемого сигнала с опорным импульсом излучения основной частоты хром-форстеритового лазера как функции времени задержки между импульсами.

Лазерное излучение фокусировалось на вход ФК волновода, заполненного атмосферным воздухом и установленного на трехкоординатной подаче, с помощью стандартного микрообъектива, оптимизированного для обеспечения максимальной эффективности возбуждения основной волноводной моды. Длительность импульсов на входе в волновод составляла примерно 270 фс (кривая *3* на рис.4). Энергия входных импульсов варьировалась в диапазоне от 10 нДж до 50 мкДж.

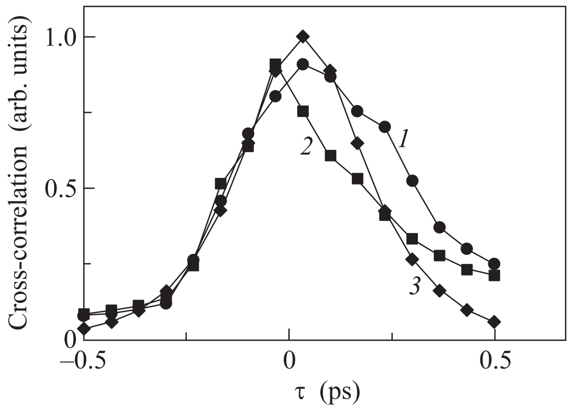

Рис.4. Кросс-корреляционная функция импульса излучения хром-форстеритового лазера на выходе полого ФК волновода (*1*, *2*) и на выходе лазерной системы (*3*). Энергия лазерного импульса на входе в волновод составляет 50 нДж (*1*), 35 мкДж (*2*)

Результаты кросс-корреляционных измерений представлены на рис.4. В режиме низкой интенсивности лазерные импульсы испытывают дисперсионное расплывание в процессе распространения через ФК волновод. Импульсы с начальной длительностью около 270 фс и энергией 50 нДж имели длительность около 350 фс на выходе волновода длиной 9 см (кривая *1* на рис.4). Лазерные импульсы высокой интенсивности испытывают фазовую самомодуляцию при распространении через волновод за счет керровской нелинейности газа, заполняющего сердцевину волокна. Характерная длина $L_{\rm nl}$ для этого нелинейно-оптического процесса определяется коэффициентом нелинейности $\gamma = n_2\omega/cS_{\rm eff}$, где $S_{\rm eff}$ – эффективная площадь волноводной моды, и мощностью лазерного импульса P: $L_{\rm nl} = (\gamma P)^{-1}$. Для импульсов излучения с длиной волны 1.25 мкм, имеющих начальную длительность 270 фс и энергию 35 мкДж, характерная нелинейная длина фазового самовоздействия в полом ФК волноводе, заполненном атмосферным воздухом при давлении $p = 1$ атм ($n_2 \approx 5 \cdot 10^{-19}$ см^2/Вт), $L_{\rm nl} \approx 6.3$ см, оказывается меньше выбранной длины ФК волновода. Оптическая нелинейность газа, заполняющего волновод, при этих условиях приводит к заметной модуляции фазы лазерного импульса.

В режиме аномальной дисперсии, обеспечиваемой полым ФК волноводом, неоднородная по импульсу девиация частоты приводит к укорочению импульса. Характерная длительность импульса с мощностью $P \approx 130$ МВт на выходе ФК волновода составляет примерно 210 фс (кривая *2* на рис.4). Одновременно с укорочением импульса наблюдается изменение его формы, связанное с влиянием эффектов дисперсии высших порядков. Как видно из сравнения кривых *1* и *2* на рис.4, наиболее эффективное сжатие наблюдается вблизи вершины импульса, то есть в условиях максимальной интенсивности лазерного излучения. Вдали от вершины импульса оптическая нелинейность мала, так как низка интенсивность лазерного излучения. В результате, как видно на рис.4, фронты импульсов высокой и низкой пиковой мощности практически совпадают. Увеличение энергии лазерных импульсов на входе ФК волновода в условиях наших экспериментов приводило к значительному искажению формы выходных импульсов. Эта тенденция может быть связана с влиянием нелинейности ионизуемого газа, а также с проявлением солитонной динамики импульса.

Эксперименты, представленные в настоящей работе, показывают, что полые фотонно-кристаллические волноводы со специальным профилем дисперсии открывают возможности управления длительностью и временной формой мощных сверхкоротких лазерных импульсов. Нами экспериментально реализован волноводный режим самосжатия сверхкоротких импульсов мощностью более 100 МВт. Следует ожидать, что оптимизация профиля дисперсии полых ФК волноводов с учетом влияния эффектов дисперсии высших порядков, многосолитонных взаимодействий, а также ионизационной нелинейности позволит создать эффективные волоконно-оптические компрессоры и линии передачи для мощных сверхкоротких лазерных импульсов.

Авторы выражают признательность А. В. Щербакову и Л. А. Мельникову за изготовление волноводных структур, а также А. Б. Федотову и Д. А. Сидорову-Бирюкову за помощь и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта # МД-42.2003.02 Президента Российской Федерации, грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 03-02-16929, # 03-02-20002-БНТС, # 04-02-39002-ГФЕН2004 и # 04-02-81036-Бел2004, грантов ИНТАС # 03-51-5037 и # 03-51-5288, а также грантов Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект # RP2-2558) и Европейского офиса научных исследований (проект # 62558-04-P-6043).

---

1. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmeltzer, Bell Syst. Tech. J. **43**, 1783 (1964).
2. А. М. Желтиков, УФН **172**, 743 (2002).
3. M. Nisoli, S. De Silvestri, and O. Svelto, Appl. Phys. Lett. **68**, 2793 (1996).
4. N. Zhavoronkov and G. Korn, Phys. Rev. Lett. **88**, 203901 (2002).
5. E. Constant, D. Garzella, P. Breger et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1668 (1999).
6. A. Paul, R. A. Bartels, R. Tobey et al., Nature **421**, 51 (2003).
7. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight et al., Science **285**, 1537 (1999).
8. P. St. J. Russell, Science **299**, 358 (2003).
9. C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher et al., Nature **424**, 657 (2003).
10. А. М. Желтиков, УФН **174**, № 12 (2004).
11. F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell, Science **298**, 399 (2002).
12. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, Opt. Lett. **28**, 1448 (2003).
13. S. O. Konorov, E. E. Serebryannikov, D. A. Akimov et al., Phys. Rev. **E**, in press.
14. A. B. Fedotov, S. O. Konorov, V. P. Mitrokhin et al., Phys. Rev. **A70**, 045802 (2004).
15. S. O. Konorov, D. A. Sidorov-Biryukov, I. Bugar et al., Phys. Rev. **A70**, 023807 (2004).

16. D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Muller et al., Science **301**, 1702 (2003).
17. F. Luan, J. C. Knight, P. St. J. Russell et al., Opt. Express **12**, 835 (2004).
18. S. O. Konorov, A. M. Zheltikov, Ping Zhou et al., Opt. Lett. **29**, 1521 (2004).
19. J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte et al., Opt. Express **11**, 3332 (2003).
20. S. O. Konorov, A. B. Fedotov, L. A. Mel'nikov et al., Laser Phys. Lett. **1**, 548 (2004).
21. А. М. Желтиков, *Оптика микроструктурированных волокон*, М.: Наука, 2004.
22. L. Poladian, N. A. Issa, and T. M. Monro, Opt. Express **10**, 449 (2002).
23. E. E. Serebryannikov, D. von der Linde, and A. M. Zheltikov, Phys. Rev. **E70**, 061412 (2004).