

# Управление локализацией света и эффективностью нелинейно-оптических взаимодействий коротких лазерных импульсов в дырчатых волноводах

А.Б.Федотов<sup>1</sup>, А.М.Жёлтиков<sup>1</sup>, А.П.Тарасевич<sup>2</sup>, М.В.Алфимов<sup>3</sup>, А.А.Иванов<sup>3</sup>,  
Л.А.Головань<sup>1</sup>, П.К.Кашкаров<sup>1</sup>, А.А.Подшивалов<sup>4</sup>, В.И.Белоглазов<sup>5</sup>,  
Дж.Хаус<sup>6</sup>, Д. фон дер Линде<sup>2</sup>

*Исследовано влияние структуры оболочки дырчатого волокна на эффективную площадь волноводной моды и спектральное уширение фемтосекундных импульсов, генерируемых лазерами на сапфире с титаном и форстерите. Показано, что увеличение содержания воздуха в оболочке дырчатого волокна приводит к значительному повышению эффективности спектрального уширения лазерных импульсов за счет увеличения степени локализации светового поля в сердцевине волокна.*

**Ключевые слова:** нелинейно-оптические эффекты, сверхкороткие лазерные импульсы, оптические волокна

## 1. Введение

Дырчатые волноводы [1–11] представляют собой оптические волокна нового типа, все более широко применяющиеся в современной оптике и оптических технологиях. Оболочка таких волноводов образуется двумерным (часто периодическим) набором плотно упакованных и вытянутых при высокой температуре полых стеклянных волокон. В качестве сердцевины используются либо волокна без отверстий [1, 2], обеспечивающие волноводный эффект вследствие полного внутреннего отражения, либо воздушные отверстия, которые возникают в результате удаления нескольких волокон из набора капилляров на этапе изготовления [6]. В последнем случае моды дырчатых волноводов формируются аналогично модам полых волноводов, но характеризуются значительно более низкими оптическими потерями.

Одно из основных преимуществ дырчатых волноводов связано с возможностью реализации в них одномодового режима распространения излучения в очень широкой спектральной области [2, 3]. К числу важных достоинств волноводов этого типа следует также отнести возможности управления дисперсией путем перестройки структуры оболочки [4, 5, 7, 11], а также существенного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов за счет локализации излучения в сердцевине волокна [12, 13].

Изготовление дырчатых волокон с оболочкой в виде двумерной периодической структуры с периодом менее 500 нм позволило [14–16] экспериментально наблюдать в спектре пропускания волокон фотонные запрещенные зоны, перестраиваемые в области 930–1030 нм.

Благодаря своим свойствам дырчатые волноводы представляют значительный интерес в связи с новыми возможностями, открывающимися в области волоконной оптики [1–11], и с перспективами решения многих актуальных задач нелинейной оптики [8–13], атомной оптики [17, 18], физики фотонных кристаллов и квантовой электродинамики [3, 14–18], медицинской оптики [19] и оптической передачи информации [12], а также при создании оптических синтезаторов частоты и высокоточных оптических измерителей частоты [20].

В настоящей работе исследуется влияние структуры оболочки дырчатого волокна на эффективную площадь волноводной моды и спектральное уширение сверхкоротких лазерных импульсов в дырчатых волноводах с различной структурой сердцевины и оболочки и разным содержанием воздуха в оболочке.

## 2. Площадь волноводной моды и эффективность фазовой самомодуляции в дырчатом волокне

Управлять эффективностью нелинейно-оптических процессов в дырчатых волноводах, включая процессы, приводящие к спектральному уширению фемтосекундных импульсов, можно за счет изменения степени локализации светового поля в сердцевине волновода. Расчет распределения светового поля в поперечном сечении дырчатого волновода является достаточно сложной задачей, для решения которой в настоящее время разработан ряд численных методов (см., напр., [8, 21]). Ниже мы поясним, как можно управлять локализацией поля в сердцевине дырчатого волновода, основываясь на простых качественных физических соображениях. Микроструктурированную оболочку дырчатого волновода бу-

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

<sup>2</sup>Institut für Laser- und Plasmaphysik, Universität Essen, D-45117 Essen, Germany

<sup>3</sup>Центр фотохимии РАН, Россия, 117421 Москва, ул. Новаторов, 7а

<sup>4</sup>Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

<sup>5</sup>Институт технологии и обработки стеклянных структур РАН, Россия, 410044 Саратов

<sup>6</sup>University of Dayton, Dayton, OH, 45469-0245 USA

дем характеризовать эффективным показателем преломления [2]

$$n_{cl} = \frac{\beta_{cl}}{k}, \quad (1)$$

где  $\beta_{cl}$  – постоянная распространения основной моды структуры, которая совпадает со структурой оболочки, но не содержит дефекта в виде сердцевинки волокна;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  – длина волны излучения. Записывая эффективный показатель преломления оболочки в виде (1), мы учитываем реальное пространственное распределение светового поля в оболочке волновода, профиль которого может быть оценен путем обработки двумерных изображений распределения интенсивности излучения в поперечном сечении волновода.

Для грубой оценки эффективного радиуса волноводной моды  $a$  в сердцевине дырчатого волокна воспользуемся формулой для радиуса волноводной моды в обычном волноводе со сплошной оболочкой [22]:

$$a = w + \frac{1}{p}, \quad (2)$$

где  $w$  будем считать радиусом сердцевинки дырчатого волокна;  $p^2 = \beta_c^2 - \beta_{cl}^2$  – поперечная составляющая волнового вектора излучения, распространяющегося в сердцевине;

$$\beta_c = n_c k \cos \varphi \quad (3)$$

– постоянная распространения волноводной моды в сердцевине волокна, удовлетворяющая условиям

$$n_c k \geq \beta_c \geq \beta_{cl}; \quad (4)$$

$n_c$  – показатель преломления сердцевинки волокна;  $\varphi$  – угол падения, соответствующий данной волноводной моде.

С учетом выражений (1)–(3) для оценки радиуса волноводной моды можно использовать следующую формулу:

$$a = w + \frac{\lambda}{2\pi(n_c^2 \cos^2 \varphi - n_{cl}^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

Как следует из выражения (5), для увеличения степени локализации поля в сердцевине волновода и, следовательно, эффективности нелинейно-оптических процессов нужно увеличить разность показателя преломления сердцевинки  $n_c$  и эффективного показателя преломления оболочки  $n_{cl}$ . С физической точки зрения рост степени локализации поля в сердцевине дырчатого волокна связан с тем, что при увеличении разности  $n_c$  и  $n_{cl}$  в сердцевине и оболочке дырчатого волокна возникают моды, характеризующиеся большей разностью постоянных распространения. Поперечная составляющая волнового вектора моды сердцевинки волокна  $p$  при этом уменьшается, что и означает увеличение степени локализации светового поля.

Относительную девиацию частоты лазерного импульса  $\omega$ , вызванную фазовой самомодуляцией за счет нелинейной добавки к показателю преломления  $\Delta n = n_2 I$ , можно оценить с помощью формулы [23]

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{n_2 P_0}{c S \tau} L, \quad (6)$$

где  $c$  – скорость света;  $P_0$  – пиковая мощность лазерного импульса;  $S = \pi a^2$  – эффективная площадь моды;  $\tau$  – длительность импульса;  $L$  – длина волокна.

Как видно из выражения (6), уменьшение  $S$ , связанное с увеличением содержания воздуха в оболочке волокна, приводит к росту спектрального уширения импульса в результате фазовой самомодуляции. В случае дырчатых волноводов увеличить разность показателей преломления сердцевинки и оболочки можно путем изменения структуры оболочки и повышения содержания в ней воздуха. Этот способ управления локализацией света в сердцевине волновода и увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов и был использован в настоящей работе.

### 3. Дырчатые волноводы

Технология изготовления дырчатых волноводов была аналогична описанной в работах [1, 13–16] и заключалась в следующем. Одинаковые стеклянные капилляры укладывались в периодическую структуру, которая для устранения воздушных промежутков между капиллярами спекалась при высокой температуре, а затем вытягивалась. Образовавшееся волокно разрезалось на отрезки, которые, в свою очередь, также укладывались в периодическую структуру, спекались и подвергались вытяжке.

С помощью описанной выше процедуры мы получали дырчатые волокна различной структуры (рис.1). Имелась возможность изменять шаг между центрами отверстий в оболочке подобных волокон от 400 нм до 32 мкм (см. [14–16]), а также варьировать в широком диапазоне отношение диаметра отверстий к шагу структуры (рис.1). Для создания сердцевинки волокна центральный капилляр заполнялся стеклом другой марки.

### 4. Техника эксперимента

В качестве источников сверхкоротких импульсов в наших экспериментах использовались фемтосекундные лазерные системы на сапфире с титаном и форстерите. Лазерная система на сапфире с титаном состояла из задающего генератора и многопроходного усилителя, накачиваемых второй гармоникой импульсного Nd:YAG-лазера, работающего с частотой повторения 1 кГц. Лазерные импульсы на выходе системы имели длительность  $\tau \simeq 70$  фс и энергию до 1 мДж.

В наших экспериментах использовался также полностью твердотельный самостартующий лазер на кри-

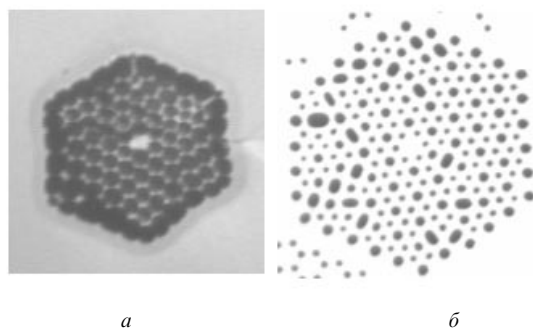


Рис.1. Сечения дырчатых волокон, построенные с помощью микроскопа, при коэффициенте заполнения оболочки воздухом 65 (а) и 16% (б); шаг структуры оболочки 2 мкм.

сталле  $\text{Cr}^{4+}$ :форстерит [19, 24], позволяющий получать световые импульсы длительностью менее 40 фс с длиной волны излучения, перестраиваемой в области 1.21–1.29 мкм, и с возможностью удвоения частоты в нелинейном кристалле. В задающем генераторе этой лазерной системы используется кристалл  $\text{Cr}^{4+}$ :форстерит с длиной активной части 19 мм, накачиваемый Nd:YAG-лазером. Резонатор задающего лазера был образован глухим и выходным ( $R = 4.5\%$ ) зеркалами с радиусом кривизны 100 мм. Имелась возможность использования съемного полупроводникового насыщающегося поглотителя в качестве глухого зеркала. Режим самостартующей синхронизации мод в созданном лазере реализуется как с помощью полупроводниковых насыщающихся поглотителей, так и в их отсутствие.

Энергия лазерного излучения в наших экспериментах изменялась при помощи полуволновой пластины и призмы Глана. Фокусировка излучения на вход дырчатого волокна производилась микрообъективом. Эффективность возбуждения мод дырчатого волокна составляла 10–25% (в зависимости от размеров сердцевины волокна). Спектр излучения, прошедшего через волокно, измерялся с помощью спектрометра и CCD-камеры.

### 5. Результаты и их обсуждение

Для исследования возможностей управления эффективностью нелинейно-оптических процессов в дырчатых волноводах путем изменения контраста показателей преломления сердцевины и структурированной оболочки мы использовали короткие образцы дырчатого волокна длиной 3–4 см, через которые пропускались импульсы излучения лазера на сапфире с титаном длительностью 70 фс. Спектральное уширение лазерных импульсов в дырчатом волокне исследовалось в диапазоне энергий, при которых нелинейно-оптические процессы в волокне еще не приводили к генерации суперконтинуума.

Далее на рис.2–4 и в тексте даны энергии и мощности импульсов с учетом потерь на ввод излучения в волокно, оцененные на основании измерений энергии световых импульсов на выходе дырчатых волокон. В частности, возникновение антистоксовой компоненты в спектре импульса на выходе дырчатого волокна, свидетельствующее о начальной стадии сверхуширения спектра импульса, наблюдалось при мощностях лазерных импульсов порядка 10 кВт (рис.2). Длина волноводов выбира-

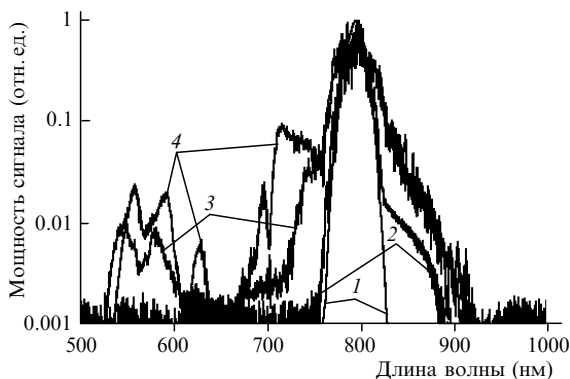


Рис.2. Спектр импульса лазера на титане с сапфиром с  $\tau = 70$  фс на входе (1) и выходе (2–4) отрезка дырчатого волокна длиной 3 см с шагом структуры оболочки 3 мкм при энергиях импульса 0.7 (2), 15 (3) и 35 нДж (4).

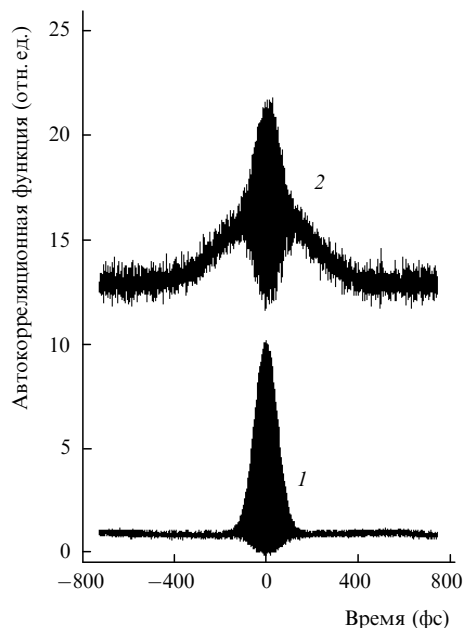


Рис.3. Автокорреляционные функции импульса излучения основной частоты лазера на форстерите (1) и этого же импульса на выходе отрезка дырчатого волновода длиной 15 см с шагом структуры оболочки 15 мкм (2).

лась также достаточно малой, для того чтобы избежать эффектов, связанных с дисперсией групповой скорости в волноводе, которые оказывают существенное влияние на короткие импульсы в более длинных волокнах (рис.3).

При повышении энергии лазерных импульсов ширина спектра импульсов на выходе дырчатого волновода увеличивалась (рис.4). На начальном этапе этот процесс может быть приближенно описан выражением (6), что позволяет оценить влияние структуры оболочки и содержания воздуха в ней на эффективность фазовой самомодуляции, приводящей к спектральному уширению импульсов.

На рис.4 представлены измеренные зависимости спектрального уширения импульсов излучения с  $\lambda = 800$  нм и  $\tau = 70$  фс на выходе из волновода от вводимой в волновод энергии излучения для дырчатых волокон длиной 3 см с периодом структуры в оболочке 2 мкм и разным относительным содержанием воздуха в оболочке. Экспериментальные данные, представленные на рис.2, 4, свидетельствуют о значительном увеличении эффективно-

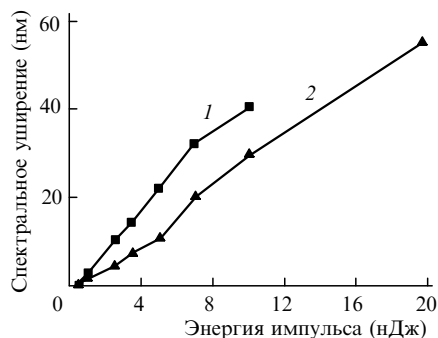


Рис.4. Зависимости спектрального уширения импульсов излучения с  $\lambda = 800$  нм и  $\tau = 70$  фс от вводимой в волновод энергии излучения для отрезков дырчатых волокон длиной 3 см с периодом структуры в оболочке 2 мкм и относительным содержанием воздуха в оболочке 65 (1) и 16% (2).

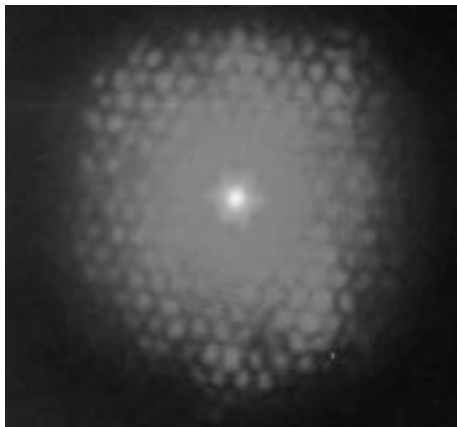


Рис.5. Волноводное распространение импульса второй гармоники лазера на форстерите с  $\tau = 40$  фс в фотонно-кристаллическом волноводе. Яркое пятно в центре соответствует волноводной моде, возбужденной в сердцевине волокна.

сти фазовой самомодуляции при повышении содержания воздуха в оболочке волокна. В частности, увеличение относительного содержания воздуха в оболочке с 16 до 65 % позволило повысить эффективность спектрального уширения импульсов лазера на сапфире с титаном примерно в 1.5 раза.

Отношение эффективных площадей волноводных мод в дырчатых волокнах с различной структурой может быть оценено согласно (6) как отношение наклонов зависимостей спектрального уширения лазерных импульсов на выходе из волокна от энергии импульса, вводимого в волновод (рис.4). Фактор уменьшения эффективной площади моды в дырчатом волокне с хорошей точностью совпадает с оценками, полученными на основе анализа изображений выходного торца волновода (рис.5). Данное обстоятельство свидетельствует о том, что увеличение эффективности спектрального уширения лазерных импульсов в условиях наших экспериментов в основном обусловлено уменьшением эффективной площади моды излучения в дырчатом волокне.

## 6. Заключение

Таким образом, выполненные эксперименты указывают на возможность управления свойствами локализации светового поля и эффективностью нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких лазерных импульсов в дырчатых волноводах за счет изменения структуры волокна. Увеличение относительного содержания воздуха в оболочке дырчатого волокна с 16 до 65 % позволило повысить эффективность спектрального уширения импульсов лазера на сапфире с титаном длительностью около 70 фс примерно в 1.5 раза за счет увеличения локализации светового поля в сердцевине волновода.

Важно отметить, что продемонстрированная в настоящей работе возможность управления характеристиками волноводных мод при изменении структуры оболочки дырчатого волокна представляется также чрезвычайно перспективной для управления свойствами дисперсии

дырчатых волноводов. Использование дырчатых и фотонно-кристаллических волокон с управляемой дисперсией позволит достичь существенного прогресса при решении ряда важных задач волоконной оптики, информационных технологий, оптики сверхкоротких импульсов, а также нелинейной оптики и спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента Российской Федерации, гранта РФФИ № 00-02-17567, гранта Volkswagen Foundation I/76 869, грантов CRDF № RP2-2266 и № RP2-2275, а также грантов Государственных научно-технических программ Российской Федерации «Фундаментальная метрология», «Фундаментальная спектроскопия» и «Оптика, лазерная физика».

1. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Optics Letts*, **21**, 1547 (1996).
2. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J. *Optics Letts*, **22**, 961 (1997).
3. Knight J.C., Broeng J., Birks T.A., Russell P.St.J. *Science*, **282**, 1476 (1998).
4. Knight J.C., Birks T.A., Cregan R.F., Russell P.St.J., De Sandro J.-P. *Electron.Letts*, **34**, 1347 (1998).
5. Knight J.C., Birks T.A., Cregan R.F., Russell P.St.J., De Sandro J.-P. *Opt. Mater.*, **11**, 143 (1999).
6. Cregan R.F., Mangan B.J., Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Roberts P.J., Allan D.C. *Science*, **285**, 1537 (1999).
7. Fedotov A.B., Zheltikov A.M., Ivanov A.A., Alfimov M.V., Chorvat D., Chorvat D. Jr., Beloglazov V.I., Mel'nikov L.A., Skibina N.B., Tarasevitch A.P., von der Linde D. *Laser Phys.*, **10**, 723 (2000).
8. Monro T.M., Richardson D.J., Broderick N.G.R., Bennett P.J. *J.Lightwave Technol.*, **17**, 1093 (1999).
9. Monro T.M., Bennett P.J., Broderick N.G.R., Richardson D.J. *Optics Letts*, **25**, 206 (2000).
10. Broderick N.G.R., Monro T.M., Bennett P.J., Richardson D.J. *Optics Letts*, **24**, 1395 (1999).
11. Жёлтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
12. Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. *Optics Letts*, **25**, 25 (2000).
13. Федотов А.Б., Жёлтиков А.М., Мельников Л.А., Тарасевич А.П., фон дер Линде Д. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 407 (2000).
14. Fedotov A.B., Ivanov A.A., Alfimov M.V., Beloglazov V.I., Mel'nikov L.A., Skibina Yu.S., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **10**, 1086 (2000).
15. Алфимов М.В., Жёлтиков А.М., Иванов А.А., Белоглазов В.И., Кириллов Б.А., Магницкий С.А., Тарасевич А.В., Федотов А.Б., Мельников Л.А., Скибина Н.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 714 (2000).
16. Fedotov A.B., Alfimov M.V., Ivanov A.A., Tarasishin A.V., Beloglazov V.I., Tarasevitch A.P., von der Linde D., Kirillov B.A., Magnitskii S.A., Chorvat D., Chorvat D. Jr., Naumov A.N., Vlasova E.A., Sidorov-Biryukov D.A., Podshivalov A.A., Kolevatova O.A., Mel'nikov L.A., Akimov D.A., Makarov V.A., Skibina Yu.S., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **11**, 138 (2001).
17. Тарасишин А.В., Жёлтиков А.М., Магницкий С.А., Шуваев В.А. *Квантовая электроника*, **30**, 843 (2000).
18. Tarasishin A.V., Magnitskii S.A., Shuvaev V.A., Zheltikov A.M. *Optics Comms*, **184**, 391 (2000).
19. Ivanov A.A., Alfimov M.V., Fedotov A.B., Podshivalov A.A., Chorvat D., Chorvat D. Jr., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **11**, 158 (2001).
20. Holzwarth R., Udem Th., Hansch T.W., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 2264 (2000).
21. Broeng J., Barkou S.E., Sondergaard T., Bjarklev A. *Optics Letts*, **25**, 96 (2000).
22. Snyder A.W., Love J.D. *Optical waveguide theory* (New York, Chapman and Hall, 1983).
23. Shen Y.R. *The Principles of nonlinear optics* (New York, Wiley, 1984).
24. Ivanov A.A., Alfimov M.V., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **10**, 796 (2000).