

Четырехволновое взаимодействие в полых фотонно-кристаллических волокнах

С. О. Коноров, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков¹⁾

Международный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2003 г.

Экспериментально продемонстрирована возможность радикального увеличения эффективности четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) в полых волокнах с фотонно-кристаллической оболочкой. Для ЧВВ процесса $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$, где ω и 2ω – основная частота и частота второй гармоники пикосекундных импульсов лазера на гранате с неодимом, достигнуто 800-кратное увеличение мощности ЧВВ сигнала по сравнению с режимом жесткой фокусировки.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

Четырехволновые взаимодействия (ЧВВ) являются одним из основных классов нелинейно-оптических процессов [1]. Взаимодействия этого типа широко используются для преобразования частоты излучения, управления сверхкороткими импульсами и спектроскопических приложений. Волноводные режимы распространения лазерных импульсов позволяют значительно повысить эффективность ЧВВ за счет увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия [2]. В частности, планарные волноводы обеспечивают уровень чувствительности спектроскопии когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС), достаточный для регистрации КАРС сигнала от одиночных молекул [3]. Повышение чувствительности ЧВВ спектроскопии газовых сред достигается за счет использования полых волноводов [4–6]. Величина оптических потерь в собственных модах полых волноводов быстро (пропорционально a^{-3}) увеличивается с уменьшением внутреннего радиуса капилляра a [7]. Данное обстоятельство накладывает физическое ограничение на фактор волноводного увеличения эффективности ЧВВ процесса в полном волноводе (показан кривой 1 на рис.1), определяемый радиусом сердцевины волокна.

Полые волокна с микроструктурированной и фотонно-кристаллической (двумерно-периодической) оболочкой [8] позволяют снизить уровень оптических потерь по сравнению с обычными полыми волноводами. Волноводное распространение излучения в подобных волокнах достигается за счет высокой отражательной способности периодической структуры оболочки в спектральных областях, соответствующих фотонным запрещенным зонам [8, 9]. Полые фотонно-кристаллические (ФК) волокна, таким об-

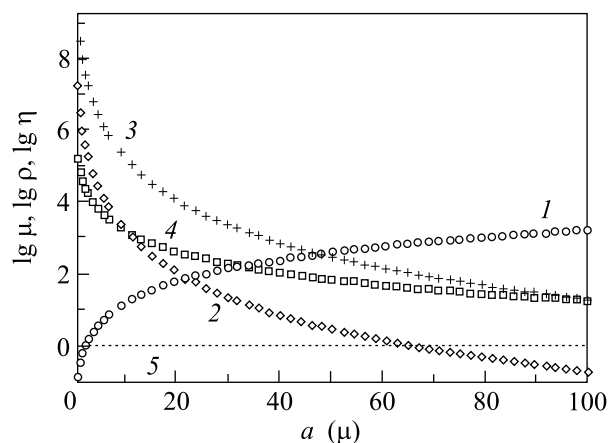
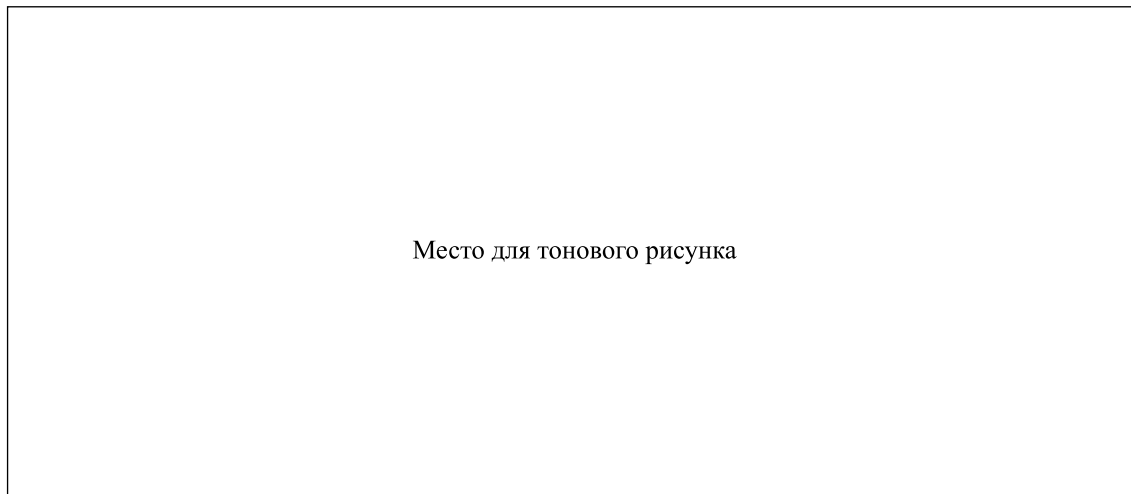


Рис.1. Зависимости факторов увеличения эффективности процесса КАРС в полном волноводе со сплошной оболочкой (1) и полом микроструктурированном волноводе с коэффициентом затухания $\alpha = 0.1$ (2), 0.01 см⁻¹ (3) от внутреннего радиуса волновода a . Зависимость фактора η увеличения эффективности процесса ВКР в полном микроструктурированном волноводе (4) с коэффициентом затухания $\alpha = 0.01$ см⁻¹ от внутреннего радиуса волновода a . Пунктирная линия 5 соответствует эффективности процесса КАРС в режиме жесткой фокусировки. Длина волны – 0.5 мкм

разом, обеспечивают уникальную возможность реализации высокоэффективных нелинейно-оптических взаимодействий в волноводных модах с поперечным размером порядка нескольких микрон (кривые 2, 3 на рис.1). Пионерские эксперименты в области нелинейной оптики полых микроструктурированных волокон, выполненные группой Ф. Расселла [10], показали, что подобные волокна позволяют снизить порог вынужденного комбинационного рассеяния до рекордно низких значений.

¹⁾e-mail: zheltikov@top.phys.msu.su



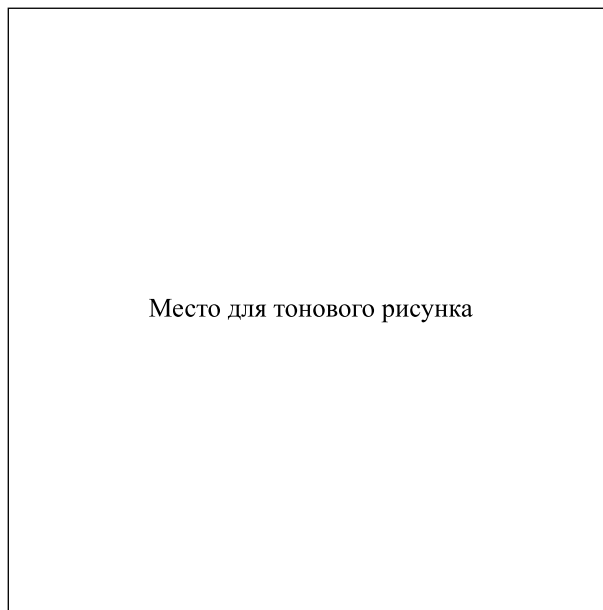
Место для тонового рисунка

Рис.2. Спектры пропускания полых ФК волокон с различной структурой оболочки. Изображения поперечного сечения волокна показаны на вставках. Период структуры оболочки примерно равен 5 мкм

В настоящей работе экспериментально продемонстрирована возможность радикального увеличения эффективности ЧВВ процессов в полых ФК волокнах. Для ЧВВ процесса $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$, где ω и 2ω – основная частота и частота второй гармоники пикосекундных импульсов лазера на гранате с неодимом, достигнуто 800-кратное увеличение мощности ЧВВ сигнала по сравнению с режимом жесткой фокусировки.

Для экспериментов по ЧВВ использовались полые ФК волокна с периодом структуры оболочки порядка 5 мкм и диаметром сердцевины около 14 мкм (вставки на рис.2). Технология изготовления полых ФК волокон подробно описана в работе [11]. Спектр пропускания полых ФК волноводов характеризуется наличием ярко выраженных максимумов (рис.2). Природа этих пиков связана с тем, что периодически структурированная оболочка волокна характеризуется высокой отражательной способностью вблизи фотонных запрещенных зон, что приводит к значительному уменьшению потерь волноводных мод в узких спектральных областях [8, 9]. Излучение с длинами волн, лежащими вдали от запрещенных зон, может приводить лишь к возбуждению вытекающих мод полого волновода. Такие моды характеризуются значительными потерями и не дают заметного вклада в сигнал на выходе волокна. Перестройка спектра пропускания полых ФК волокон достигается путем изменения структуры оболочки. Для экспериментов по ЧВВ были спроектированы волокна, обеспечивающие низкие уровни потерь одновременно для импульсов накачки на частоте основного излучения лазера на гранате с неодимом и его второй гармоники, а также для ЧВВ сигнала на частоте третьей гармоники (диа-

грамма ЧВВ процесса и спектр пропускания волокна показаны на рис.3). Коэффициенты оптических по-



Место для тонового рисунка

Рис.3. Диаграмма ЧВВ процесса $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ (вверху) и спектр пропускания полого ФК волокна, одновременно обеспечивающего максимальное пропускание для излучения двухчастотной накачки (1.06 и 0.53 мкм) и ЧВВ сигнала (внизу). На вставке показано поперечное распределение интенсивности излучения накачки на частоте второй гармоники на выходе ФК волокна

тер, измеренные для использовавшихся в наших экспериментах полых ФК волокон, составляли 0.09 см^{-1} на длине волны 1.06 мкм и 0.08 см^{-1} на длине волны 0.532 мкм. Длина ФК волокна выбиралась равной 9 см, то есть была немного меньше длины волновода,

обеспечивающей максимальную эффективность ЧВВ процесса, $I_{\text{ФВМ}} = \ln 3/\alpha$, где α – коэффициент оптических потерь, полагающийся примерно равным для всех частот ЧВВ процесса, длина ФК волокна выбиралась равной 9 см. Как видно из рис.1, мощность ЧВВ сигнала при этих условиях может увеличиваться в 800–1000 раз относительно режима жесткой фокусировки.

Пикосекундная лазерная система, использовавшаяся в наших экспериментах, генерировала импульсы излучения на длинах волн 1.06 мкм (излучение накачки с частотой ω) и 0.53 мкм (излучение накачки с частотой 2ω). Система состоит из задающего лазера на гранате с неодимом с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью, блока выделения одиночного импульса и усилительных каскадов [12]. Синхронизация мод в генераторе осуществляется с помощью насыщающегося пленочного поглотителя, прижатого к глухому зеркалу резонатора. Отрицательная обратная связь создается с помощью внутрирезонаторного электрооптического затвора, управляемого быстродействующим сильноточным ФЭУ. Выделение одиночного импульса из цуга производится при помощи аналогичного электрооптического затвора. Длительность одиночного лазерного импульса составляет 30 пс, его энергия варьируется от 30 до 40 мкДж. Система выделения одиночного импульса служит также для оптической развязки, подавляя паразитное обратное отражение излучения от оптических элементов усилительных каскадов.

Усиленный импульс лазерного излучения на длине волны 1.06 мкм использовался для генерации второй гармоники в кристалле KDP (рис.4). Излучение второй гармоники отделялось от излучения основной длины волны с помощью дихроичного зеркала. Оптические пути импульсов основного излучения и второй гармоники согласовывались при помощи линии задержки. Затем эти импульсы совмещались на дихроичном зеркале и заводились в ФК волокно, помещенное на трехкоординатный столик (рис.4). Сигнал на частоте третьей гармоники 3ω может возникать в полном ФК волокне как в результате ЧВВ процесса $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$, так и в результате прямого процесса генерации третьей гармоники $3\omega = \omega + \omega + \omega$. Измерения, выполненные без использования излучения накачки на частоте второй гармоники показали, однако, что эффективность прямой генерации третьей гармоники значительно ниже, чем эффективность двухчастотного ЧВВ процесса.

Линейно поляризованные импульсы накачки возбуждали основную волноводную моду ФК волокна.

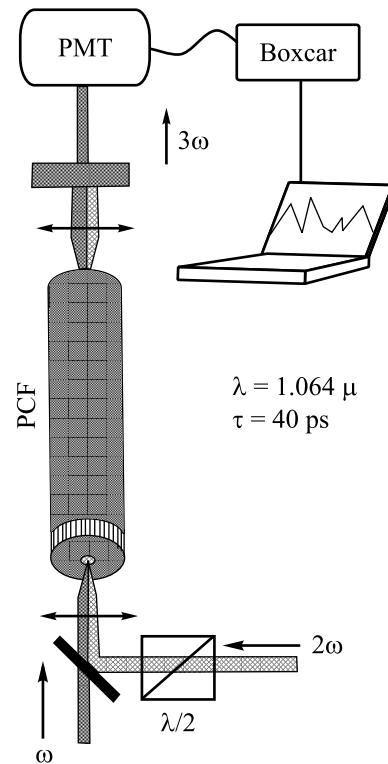


Рис.4. Экспериментальная установка для исследования процесса четырехволнового взаимодействия в полном ФК волокне

Поперечное распределение интенсивности излучения накачки с частотой 2ω на выходе волокна показано на вставке к рис.3. Проводилось сравнение мощности ЧВВ сигнала, генерируемого в ФК волокне, с мощностью ЧВВ сигнала, генерируемого импульсами накачки с теми же энергиями в режиме жесткой фокусировки. Фактор увеличения мощности ЧВВ сигнала при описанных выше экспериментальных условиях достигал величин порядка 800. Этот результат качественно согласуется с результатами теоретического анализа (ср. линии 2 и 5 на рис.1). Фактор увеличения мощности ЧВВ сигнала в наших экспериментах ограничивается оптическими потерями ФК волокон. Следует ожидать, что при снижении величины оптических потерь до 0.01 см^{-1} полые ФК волокна смогут позволить более чем на четыре порядка повысить мощность сигнала волноводного ЧВВ по сравнению с режимом жесткой фокусировки (кривая 3 на рис.1).

В таблице производится сравнение факторов увеличения мощности сигнала волноводного ЧВВ $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$, достигнутых для импульсов излучения (лазера на гранате с неодимом) длительностью 30 пс в экспериментах с полыми волокнами со сплошной и ФК оболочкой. Как видно из таблицы, волно-

Волноводное увеличение эффективности ЧВВ

	a , мкм	L , см	μ	E_{ω} , мкДж	$E_{2\omega}$, мкДж
Полое волокно со сплошной оболочкой [13]	100	10	15	10	10
Полое волокно с ФК оболочкой	13	9	800	2	2

Примечание. a – внутренний радиус полого волновода, L – длина полого волновода, μ – фактор увеличения мощности ЧВВ сигнала в волноводном режиме относительно режима жесткой фокусировки, E_{ω} , $E_{2\omega}$ – типичные значения энергии импульсов накачки с частотами ω и 2ω , соответствующие уверенно регистрируемому ЧВВ сигналу.

водный фактор увеличения мощности ЧВВ сигнала, обеспечиваемый использованным в настоящей работе полым ФК волокном, более чем в 50 раз превосходит характерные значения этого фактора, достижимые для импульсов накачки тех же частот и длительностей при использовании полого волокна со сплошной оболочкой [13]. Сигнал ЧВВ из полого ФК волокна может быть уверенно зарегистрирован в условиях наших экспериментов при характерных энергиях пикосекундных импульсов накачки порядка единиц микроджоулей, что является рекордно низким уровнем энергий для детектирования нерезонансных ЧВВ процессов в газовой фазе.

Радикальное увеличение эффективности ЧВВ процессов в полых ФК волокнах, экспериментально продемонстрированное в настоящей работе, открывает новые возможности в области нелинейной оптики мощных сверхкоротких лазерных импульсов, физики сильных световых полей и нелинейной спектроскопии. Полые ФК волокна позволяют реализовать волноводные режимы нелинейно-оптических взаимодействий для мощных лазерных импульсов, которые не могут передаваться через стандартные оптические волокна вследствие возникновения оптического пробоя. Дисперсия групповой скорости газов, заполняющих сердцевину полого волокна, существенно ниже дисперсии групповой скорости волноводных мод в обычных волокнах. Это обстоятельство позволяет использовать полые ФК волокна с малым радиусом сердцевины для нелинейно-оптического преобразования частоты предельно коротких лазерных импульсов, а также для нелинейной спектроскопии с использованием подобных импульсов. Благодаря значительному увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и возможности управления дисперсией волноводных мод за счет изменения структуры волокна, полые ФК волокна позволяют рассчитывать на увеличение эффективности процесса синтеза сверхкоротких лазерных импульсов в комбинационно-активных газах, реализованного с использованием полых волноводов со сплошной оболочкой [14]. Увеличение эффективности процессов ЧВВ в полых ФК волок-

нах также открывает возможности значительного повышения чувствительности нелинейно-оптической спектроскопии газовых сред и позволяет снизить требования к энергиям лазерных импульсов в задачах нелинейной спектроскопии.

Авторы глубоко признательны В. И. Белоглазову, Н. Б. Скибиной и А. В. Щербакову за изготовление микроструктурированных волокон, а также Дж. Найту и Ф. Расселлу за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта # 00-15-99304 Президента Российской Федерации, гранта # 02-02-17098 Российского фонда фундаментальных исследований, а также грантов Volkswagen Foundation I/76 869 и European Research Office of the US Army (контракт # N62558-02-M-6023).

1. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York, 1984.
2. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, Boston, 1989.
3. J. S. Kanger, C. Otto, and J. Greve, *Appl. Spectrosc.* **49**, 1326 (1995).
4. R. B. Miles, G. Laufer, and G. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 417 (1977).
5. A. B. Fedotov, F. Giammanco, A. N. Naumov et al., *Appl. Phys.* **B72**, 575 (2001).
6. А. М. Желтиков, *УФН* **172**, 743 (2002).
7. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
8. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight et al., *Science* **285**, 1537 (1999).
9. С. О. Коноров, А. Б. Федотов, О. А. Колеватова и др., *Письма ЖЭТФ* **76**, 401 (2002).
10. F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell, *Science* **298**, 399 (2002).
11. С. О. Коноров, О. А. Колеватова, А. Б. Федотов и др., *ЖЭТФ* **123**, 975 (2003).
12. А. М. Желтиков, N. I. Koroteev, and A. B. Fedotov, *Laser Phys.* **4**, 569 (1994).
13. A. B. Fedotov, F. Giammanco, A. N. Naumov et al., *Laser Phys.* **11**, 515 (2001).
14. N. Zhavoronkov and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 203901 (2002).