

# НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И УПРАВЛЯЕМАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕТОВОДАХ

*И. В. Федотов, А. Б. Федотов\*, А. М. Желтиков\*\**

*Международный лазерный центр,  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 декабря 2006 г.

Показана возможность использования микроструктурированных световодов для эффективного преобразования спектра наносекундных лазерных импульсов за счет процессов параметрического четырехволнового взаимодействия и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Найдены режимы, обеспечивающие эффективное преобразование наносекундных лазерных импульсов в широкополосное излучение белого света (суперконтинуума). Показано, что сильная параметрическая связь стоковых и антистоковых ВКР-компонент, возникающая вблизи нуля дисперсии групповой скорости, позволяет существенно увеличить спектральную ширину и повысить качество спектра излучения суперконтинуума.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Микроструктурированные (МС) световоды [1–4] играют все более важную роль в оптической физике и лазерных технологиях. В волокнах этого класса ведущая световая плоская или полая сердцевина окружена микроструктурированной оболочкой, в которой свойства материала волокна (плавленого кварца или стекла более сложного состава) модифицированы системой цилиндрических воздушных отверстий, ориентированных вдоль сердцевины световода. Волокна этого класса обладают рядом уникальных свойств, открывающих новые возможности для оптической передачи информации на большие расстояния [2], а также для нелинейно-оптического преобразования лазерного излучения [4, 5].

Ключевые преимущества МС-волокон для лазерной физики, нелинейной оптики и оптических технологий связаны с возможностями активного формирования частотного профиля дисперсии и пространственного профиля поля волноводных мод за счет

изменения структуры волокна [2, 6, 7]. МС-световоды со специальной структурой оболочки позволяют существенно расширить по сравнению с обычными оптическими волокнами диапазон существования одномодового режима волноводного распространения излучения [1, 2]. Волокна с высоким содержанием воздуха в оболочке обеспечивают высокую степень локализации электромагнитного излучения в сердцевине микроструктурированных волокон [8], что позволяет существенно повысить эффективность нелинейно-оптических взаимодействий и наблюдать новые нелинейно-оптические явления [5].

Благодаря высокой оптической нелинейности и активно формируемому профилю дисперсии МС-световоды позволяют достигать высоких эффективностей спектрального и временного преобразования сверхкоротких лазерных импульсов низких энергий, включая неусиленные фемтосекундные лазерные импульсы [3, 5]. На основе МС-волокон реализованы оптические устройства для высокоэффективной генерации суперконтинуума [9–11], приводящие к революционным изменениям в области оптической метрологии [12–15] и активно используемые в лазерной биомедицине [16],

\*E-mail: fedotov@phys.msu.ru

\*\*E-mail: zheltikov@club.phys.msu.ru

нелинейной спектроскопии [17, 18] и микроскопии [19], фотохимии [20], квантовой оптике [21, 22], а также оптике сверхкоротких импульсов [23, 24]. Активное формирование профиля дисперсии волноводных мод МС-волокон используется для фазового согласования процессов параметрического четырехволнового взаимодействия [25, 26] и управления процессом солитонного сдвига частоты сверхкоротких лазерных импульсов, включая импульсы, длительность которых соответствует нескольким периодам светового поля [27].

Исследование разнообразных физических сценариев нелинейно-оптической трансформации лазерных импульсов в МС-световодах не только помогает повысить эффективность преобразователей частоты и генераторов суперконтинуума на основе МС-волокон, но и позволяет наблюдать новые режимы нелинейно-оптических взаимодействий. Благодаря использованию МС-волокон со специальными профилями дисперсии удалось наблюдать и изучить необычные нелинейно-оптические явления, сопровождающие солитонный сдвиг частоты [28], генерацию третьей гармоники [29, 30] и модуляционные неустойчивости сверхкоротких лазерных импульсов [31, 32]. Пространственно-временная и спектральная динамика светового поля в МС-световодах зависит как от свойств волокна, так и от параметров импульса. Если для импульсов пико- и наносекундной длительности [25, 26, 33], а также для непрерывного лазерного излучения [34, 35], динамика поля, прежде всего, связана с процессами вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и четырехволнового взаимодействия (ЧВВ), то для фемтосекундных импульсов важную роль, наряду с процессами ВКР и ЧВВ, играют явления фазовой само- и кросс-модуляции, а также солитонные эффекты [36, 37].

В настоящей работе исследуются особенности явления генерации суперконтинуума в МС-волоках, обусловленные сильной параметрической связью стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент наносекундных импульсов накачки. Представленные ниже результаты экспериментов показывают возможность использования МС-световодов для эффективного преобразования спектра наносекундных лазерных импульсов за счет процессов параметрического ЧВВ и ВКР. Методика выполненных для решения этой задачи экспериментов основана на использовании перестраиваемого по частоте лазерного источника накачки, позволяющего изучить сценарии спектрального преобразования лазерного излучения в зависимости от частоты поля накачки. Использо-

вание перестраиваемого по частоте источника накачки позволило определить режимы, обеспечивающие наиболее эффективное преобразование наносекундных лазерных импульсов в широкополосное излучение суперконтинуума. Представленные в настоящей работе результаты показывают, что сильная параметрическая связь стоксовых и антистоксовых ВКР-компонент, возникающая вблизи нуля дисперсии групповой скорости, позволяет существенно увеличить спектральную ширину и повысить качество спектра излучения суперконтинуума.

## 2. ФАЗОВОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ДЛЯ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МИКРО- И НАНОВОЛНОВОДАХ

### 2.1. Четырехволновое взаимодействие

Процесс четырехволнового взаимодействия, сопровождающий распространение лазерного излучения с частотой  $\omega_p$  в нелинейно-оптическом световоде, приводит к генерации новых частотных компонент в результате параметрического распада поля светового импульса  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ . В результате такого взаимодействия часть энергии излучения поля накачки с частотой  $\omega_p$  преобразуется в энергию излучения стоксовой и антистоксовой компонент на центральных частотах  $\omega_s$  и  $\omega_a$ , соответственно. Для обеспечения высокой эффективности ЧВВ требуется выполнение условия фазового согласования

$$\Delta\beta = \beta_a + \beta_s - 2\beta_p = 0, \quad (1)$$

где  $\beta_p, \beta_s, \beta_a$  — постоянные распространения поля накачки, а также стоксова и антистоксова сигналов в собственных модах рассматриваемой волноводной структуры. Нелинейная добавка к показателю преломления материала волновода, возникающая в присутствии интенсивного поля накачки, приводит к изменению постоянных распространения волноводных мод [38], а также к зависимости условия фазового согласования (1) от пиковой мощности поля накачки  $P$ .

Представим частотную зависимость параметров  $\beta_s$  и  $\beta_a$  в виде степенного ряда с центром в точке, соответствующей частоте накачки  $\omega_p$ :

$$\beta_s \approx 2\gamma P + \beta_p - \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)_{\omega_p} \Omega + \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^2}{2} - \left(\frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^3}{6} + \left(\frac{\partial^4\beta}{\partial\omega^4}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^4}{24} + \dots, \quad (2)$$

$$\beta_a \approx 2\gamma P + \beta_p + \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)_{\omega_p} \Omega + \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^2}{2} + \left(\frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^3}{6} + \left(\frac{\partial^4\beta}{\partial\omega^4}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^4}{24} + \dots, \quad (3)$$

где

$$\Omega = \omega_a - \omega_p = \omega_p - \omega_s,$$

$$\gamma = 2\pi n_2(\lambda S)^{-1}$$

— коэффициент нелинейности,  $n_2$  — нелинейный показатель преломления материала волновода,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $S$  — эффективная площадь волноводной моды.

С учетом выражений (2), (3) условие фазового согласования (1) может быть представлено в виде

$$\Delta\beta \approx 2\gamma P + \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_p} \Omega^2 + \left(\frac{\partial^4\beta}{\partial\omega^4}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^4}{12} + \dots \quad (4)$$

В широко используемом [38] приближении  $(\partial^k\beta/\partial\omega^k)_{\omega_p} = 0$  для  $k > 3$  решение уравнения (4) для частотной отстройки  $\Omega$ , обеспечивающей фазовый синхронизм для процесса ЧВВ, имеет вид

$$\Omega \approx \left(\frac{2\gamma P}{|\beta_2|}\right)^{1/2}, \quad (5)$$

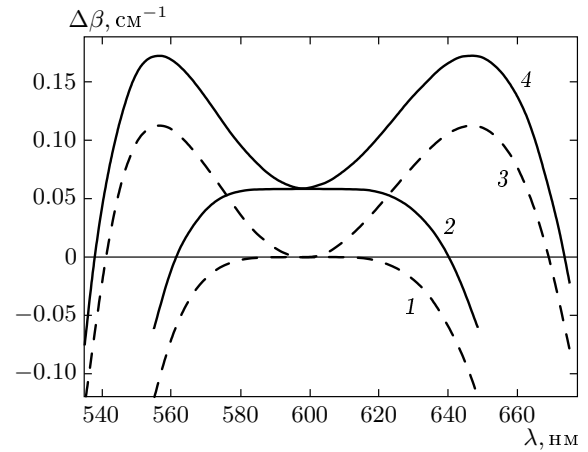
где

$$\beta_2 = \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_p}$$

— параметр, определяющий дисперсию групповой скорости (ДГС) волноводной моды на частоте поля накачки. Как следует из выражений (4) и (5), для выполнения условия фазового согласования при  $(\partial^k\beta/\partial\omega^k)_{\omega_p} = 0$  для  $k > 3$  параметр  $\beta_2$  должен быть отрицателен и мал по абсолютной величине, т. е. длина волны излучения накачки должна лежать в области аномальной дисперсии волноводной моды вблизи точки нулевой ДГС.

В общем случае частотный профиль дисперсии волноводных мод достаточно сложен. Для его описания часто оказывается недостаточно ограничиться учетом слагаемых линейных, квадратичных и кубических по  $\Omega$  в выражениях (2), (3). Для более точного учета свойств дисперсии волноводных структур нами выполнен расчет расстройки постоянных распространения  $\Delta\beta$  для процесса ЧВВ  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$  с полем накачки, имеющим длину волны  $\lambda_p = 598$  нм, распространяющимся в основной моде в волноводной структуре с кварцевой оболочкой и воздушной сердцевиной.

В качестве модели световодной структуры, обеспечивающей малую площадь волноводной моды и



**Рис. 1.** Зависимости расстройки постоянных распространения волноводных мод  $\Delta\beta$  от длины волны для параметрического ЧВВ-процесса  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$  в микроканальном световоде с радиусом волноводящего канала, равным 627 (1, 2) и 630 (3, 4) нм. Длина волны излучения накачки 598 нм. Параметр  $\gamma P$  полагается равным 0 (1, 3) и  $6 \text{ м}^{-1}$  (2, 4)

высокую оптическую нелинейность, рассмотрим цилиндрический стержень радиуса  $a$ , состоящий из прозрачного диэлектрического материала с показателем преломления  $n_1$  и окруженный прозрачным диэлектриком с показателем преломления  $n_2$ . Будем предполагать, что волновод имеет кварцевую сердцевину ( $n_1$  рассчитывается по формуле Селлмейера для плавленого кварца [38]) и воздушную оболочку. На рис. 1 представлены зависимости параметра  $\Delta\beta$  от длины волны для световода, имеющего радиус сердцевинки  $a = 627$  нм, в режиме слабой накачки ( $P = 0$ ) и накачки с параметром  $\gamma P = 6 \text{ м}^{-1}$ . Как видно из представленных на рисунке результатов, увеличение пиковой мощности поля накачки приводит к существенному изменению условий фазового согласования.

Волноводные структуры с малой площадью поперечного сечения характеризуются высокой чувствительностью частотного профиля дисперсии волноводных мод к малым изменениям поперечных размеров волновода. Как видно из результатов расчетов, представленных на рис. 1, для волновода с радиусом сердцевинки  $a = 627$  нм синхронный процесс ЧВВ при  $\gamma P = 6 \text{ м}^{-1}$  реализуется для стоксова и антистоксова сигналов с длинами волн  $\lambda_s \approx 641$  нм и  $\lambda_a \approx 560$  нм. При том же значении параметра  $\gamma P$  волновод с радиусом  $a = 630$  нм обеспечивает фазовый синхронизм на длинах волн  $\lambda_s \approx 538$  нм и  $\lambda_a \approx 673$  нм.

## 2.2. Вынужденное комбинационное рассеяние света

Вынужденное комбинационное рассеяние узкополосного лазерного излучения, включая излучение импульсов нано- и пикосекундной длительности, приводит к генерации стоксовой компоненты излучения, отстроенной от частоты излучения накачки на частоту комбинационно-активных фононных колебаний кварца  $\Omega_R \approx 440 \text{ см}^{-1}$  [38]. В отдельных областях спектра может возникать сильная связь стоксовой ВКР-компоненты и антистоксова поля, имеющего частоту  $\omega_a = \omega_p + \Omega_R$ , обеспечиваемая процессом ЧВВ  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ . Согласно общей теории ВКР [39, 40], имеются две частотные области, в которых имеет место сильная связь между стоксовой и антистоксовой ВКР-компонентами. Эти частотные области лежат по разные стороны от частоты, обеспечивающей выполнение условия фазового согласования (1) для поля накачки и стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент. В приближении  $(\partial^k \beta / \partial \omega^k)_{\omega_p} = 0$  для  $k > 3$  расстройка постоянных распространения для ЧВВ накачки и стоксовой и антистоксовой компонент может быть представлена в виде

$$\Delta\beta_R \approx \beta_2(\omega_p)\Omega_R^2. \quad (6)$$

В выполненных ранее экспериментах [25] исследовалось преобразование пикосекундных лазерных импульсов в МС-волокне в условиях сильной связи стоксовой и антистоксовой компонент в области нормальной дисперсии ( $\beta_2 > 0$ ). В описанных ниже экспериментах показана высокая эффективность ВКР-преобразования и генерации широкополосного излучения в области отрицательной дисперсии ( $\beta_2 < 0$ ). В этой области общая теория ВКР [39, 40] предсказывает значительно более высокие коэффициенты усиления для стоксовой и антистоксовой ВКР-составляющих светового поля.

Представленные на рис. 2 результаты расчетов иллюстрируют условия сильной ЧВВ-связи стоксовой и антистоксовой компонент, возникающих в результате ВКР-преобразования поля накачки в боковом микроканальном волноводе МС-оболочки кварцевого волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис. 2. Радиус микроканального волновода составляет 0.9 мкм. Сплошной линией 3 на рисунке показана зависимость параметра  $\beta_2$  такого волновода от длины волны накачки. Вблизи частоты  $\omega_0$ , при которой ДГС обращается в нуль, параметр  $\beta_2$  может быть с хорошей точностью аппроксимирован (линия 4 на рис. 2) выражением

$$\beta_2(\omega_p) \approx \beta_3(\omega_0)\delta\omega, \quad (7)$$

где

$$\beta_3 = \frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3}, \quad \delta\omega = \omega_p - \omega_0.$$

Выражение для расстройки постоянных распространения волноводных мод поля накачки и ВКР-компонент при этом принимает вид

$$\Delta\beta_R \approx \beta_3(\omega_0)\Omega_R^2\delta\omega. \quad (8)$$

Для оценки точности аппроксимации (8) проводилось сравнение зависимости параметра  $\Delta\beta_R$  от длины волны излучения накачки со спектральной зависимостью параметра  $\Delta\beta_R$ , рассчитанной методами численного анализа в соответствии с определением (1) для профиля дисперсии рассматриваемого микроканального волновода (линии 1 и 2 на рис. 2). Сравнение результатов расчетов, представленных на рис. 2, показывает, что в ограниченном спектральном диапазоне погрешность вычисления параметра  $\Delta\beta_R$  с использованием приближенного выражения (8) не превышает нескольких процентов.

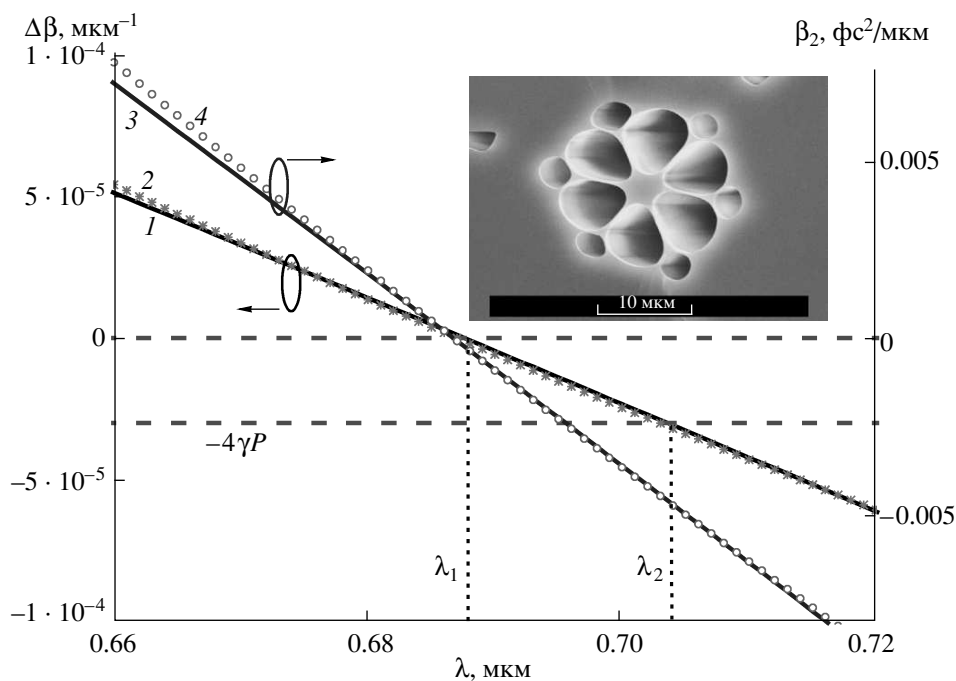
С помощью выражения (8) из условия сильной ЧВВ-связи стоксовой и антистоксовой ВКР-составляющих,

$$0 > \Delta\beta_R > -4\gamma P, \quad (9)$$

может быть получено следующее явное выражение для полосы частот накачки  $\Delta\omega_R$ , в которой обеспечивается условие фазового синхронизма для ЧВВ поля накачки и ВКР-компонент:

$$|\Delta\omega_R| \approx 4\gamma P [\beta_3(\omega_0)]^{-1} \Omega_R^{-2}. \quad (10)$$

Штриховые вертикальные линии на рис. 2 показывают границы спектрального диапазона ( $\lambda_1 \approx 688 \text{ нм}$ ,  $\lambda_2 \approx 704 \text{ нм}$ ), в котором выполняется условие фазового синхронизма для рассматриваемого ЧВВ-процесса, обеспечивающее сильную связь стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент светового поля в волноводе. Полученные с помощью теоретического анализа значения длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , соответствующие границам области сильной связи ВКР-компонент, с хорошей точностью согласуются с результатами описываемых в следующих разделах экспериментальных исследований. Эффективная генерация антистоксовых ВКР-компонент в спектральной полосе  $\Delta\omega_R$  приводит к увеличению спектральной интенсивности высокочастотных компонент в спектре излучения на выходе волокна, что позволяет существенно увеличить спектральную ширину и повысить качество спектра излучения суперконтинуума в режиме высоких пиковых мощностей излучения накачки.



**Рис. 2.** Свойства дисперсии и фазового согласования ЧВВ в боковом кварцевом микроканальном волноводе МС-волокна с радиусом  $a \approx 0.9$  мкм: сплошная линия 1 — зависимость расстройки постоянных распространения  $\Delta\beta_R$  для ЧВВ-процесса  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ , где  $\omega_s = \omega_p - \Omega_R$ ,  $\omega_a = \omega_p + \Omega_R$ , от длины волны накачки, линия 2 — аппроксимация зависимости  $\Delta\beta_R$  от длины волны излучения накачки по формуле (8), сплошная линия 3 — зависимость параметра дисперсии  $\beta_2$  от длины волны излучения накачки, линия 4 — аппроксимация зависимости параметра  $\beta_2$  от длины волны излучения накачки по формуле (7). Штриховые горизонтальные линии показывают границы области  $0 > \Delta\beta_R > -4\gamma P$  для пиковой мощности излучения накачки  $P = 80$  Вт. На вставке приведено изображение поперечного среза МС-волокна, полученное методом сканирующей электронной микроскопии

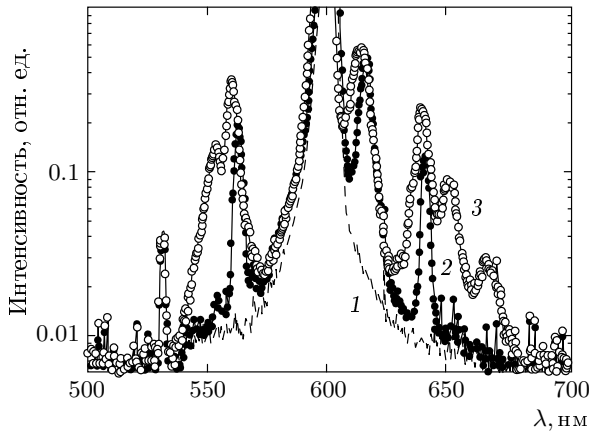
### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

В экспериментах исследовались боковые микроканальные волноводы диаметром 0.5–2 мкм, расположенные в узлах МС-оболочки (см. вставку на рис. 2) кварцевых фотонно-кристаллических световодов [12–15], изготовленных [16] путем волоконной вытяжки из заготовки специального вида, состоящей из центрального сплошного кварцевого стержня и окружающих его кварцевых капилляров. Длина волокна варьировалась в диапазоне от 20 до 150 см в зависимости от размера микроканального волновода и оптических потерь.

Источником излучения служил перестраиваемый по частоте лазер на растворе органического красителя, накачиваемого излучением второй гармоники лазера на гранате с неодимом, работавшего в режиме модуляции добротности. Импульсы второй гармоники, использовавшиеся для накачки лазера на красителе, имели центральную длину волны 532 нм, длительность около 10 нс и энергию около

5 мДж. При таких параметрах излучения накачки использованный в экспериментах набор красителей обеспечивал возможность перестройки длины волны генерации лазера на красителе в диапазоне от 545 до 710 нм. Широкий диапазон частотной перестройки используемого в экспериментах лазерного источника позволил обнаружить области, в которых обеспечивалась наивысшая эффективность ЧВВ- и ВКР-преобразований световых импульсов для широкого многообразия микроканальных волноводов с различной структурой и варьируемыми в широких пределах размерами поперечного сечения.

Возбуждение волноводных мод микроканальных волноводов в МС-волокне (рис. 3) осуществлялось путем жесткой фокусировки излучения лазера на красителе на входной торец волокна, расположенного таким образом, чтобы обеспечить соосность и максимальное пространственное перекрытие лазерного пучка и микроканального волновода в поперечной плоскости. Спектр излучения на выхо-



**Рис. 3.** Спектры излучения, регистрируемые на выходе микроканального волновода с диаметром 0.63 мкм и длиной 85 см. На входе в волновод импульсы накачки имеют начальную длительность 15 нс, центральную длину волны 598 нм и пиковую мощность около 1 (штриховая линия 1), 40 (линия 2) и 80 (линия 3) Вт

де волновода измерялся с помощью спектроанализатора OceanOptics. Поиск режимов эффективного ЧВВ-преобразования лазерного излучения осуществлялся путем сканирования частоты излучения лазера на красителе.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 3 представлены характерные спектры излучения, регистрируемые на выходе микроканального волновода с радиусом световодной жилы около 630 нм. В соответствии с результатами расчетов, представленных на рис. 1 (см. разд. 2.1), длина волны излучения накачки сканировалась в диапазоне 590–610 нм. Как следует из представленных на рис. 3 экспериментальных данных, эффективное ЧВВ-преобразование наносекундных лазерных импульсов реализуется для излучения накачки с длиной волны  $\lambda_p = 598$  нм. Согласно результатам численного анализа, выполненного для боковых микроканальных волнопроводов МС-волокна с поперечной структурой, показанной на вставке к рис. 2, коэффициент нелинейности для кварцевых микроволнопроводов с характерным радиусом  $a \approx 0.63$  мкм для излучения с длиной волны 600 нм составляет  $\gamma \approx 150 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ . Таким образом, оптическая нелинейность исследуемых в наших экспериментах волноводных структур на порядок превышает харак-

терные значения оптической нелинейности для стандартных световодов.

Линией 1 на рис. 3 представлен спектр излучения, регистрируемый на выходе микроканального волновода длиной  $L \approx 85$  см, для излучения накачки с длиной волны  $\lambda_p \approx 598$  нм и пиковой мощностью около 1 Вт. Длина нелинейного взаимодействия  $l_{nl} = (\gamma P)^{-1}$  для лазерных импульсов с такой пиковой мощностью составляет примерно 7 м. Так как длина волновода для такой пиковой мощности излучения значительно меньше длины нелинейно-оптического взаимодействия, изменения спектра излучения на выходе волновода незначительны.

При увеличении пиковой мощности импульса накачки в спектре излучения на выходе волновода наблюдаются интенсивные боковые компоненты (линии 2 и 3 на рис. 3). При пиковой мощности излучения накачки  $P \approx 40$  Вт ( $l_{nl} \approx 17$  см) длина волны стоксовой и антистоксовой компонент в спектре прошедшего излучения составляет  $\lambda_s \approx 641$  нм,  $\lambda_a \approx 560$  нм (линия 2 на рис. 3), что с высокой точностью согласуется с результатами приведенного в разд. 2.1 анализа фазового согласования для ЧВВ-процесса  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$  (ср. рис. 1 и 3). При дальнейшем увеличении мощности накачки наблюдается уширение боковых компонент в спектре прошедшего излучения (линия 3 на рис. 3), приводящее в конечном счете к генерации излучения с широким непрерывным спектром.

Интенсивный пик с длиной волны 614 нм, наблюдаемый в спектрах на рис. 3, соответствует стоксовой ВКР-компоненте. Генерация антистоксовой ВКР-составляющей в микроволноводе с радиусом  $a \approx 0.63$  мкм подавлена из-за отсутствия ЧВВ-связи между стоксовой и антистоксовой ВКР-компонентами. Условия фазового согласования в условиях этих экспериментов, как следует из рис. 1 и 3, выполняются для частотных отстроек  $\Omega$ , существенно превышающих  $\Omega_R$ .

В соответствии с результатами теоретического анализа, представленного в разд. 2.2, условия сильной связи стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент реализуются в боковом кварцевом микроволноводе МС-волокна (см. вставку на рис. 2) с радиусом  $a \approx 0.9$  мкм. При длине волны излучения накачки, варьируемой в диапазоне 690–705 нм, в спектрах излучения, регистрируемых на выходе такого волновода, наблюдаются интенсивные стоксовы и антистоксовы компоненты не только первого, но и высших порядков (рис. 4). При достаточно высоких пиковых мощностях излучения накачки явления фазовой само- и кросс-модуляции, а

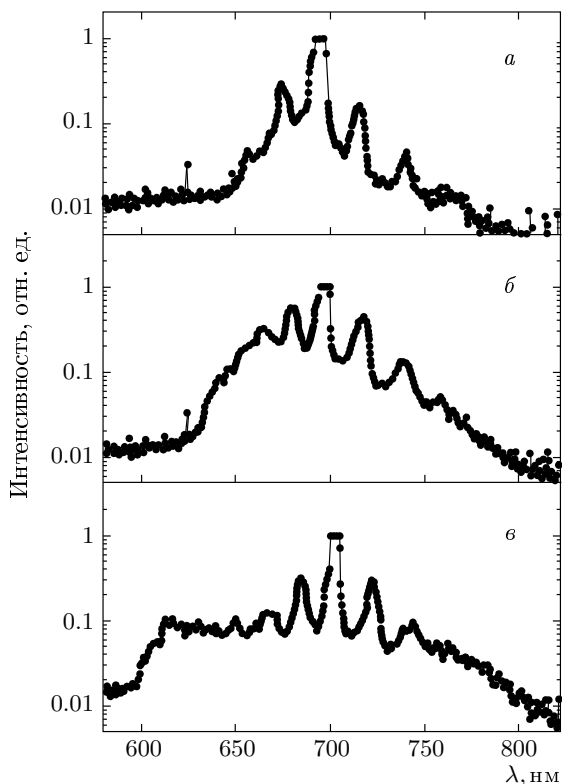


Рис. 4. Спектры излучения, регистрируемые на выходе микроканального волновода с диаметром 0.9 мкм и длиной 85 см. Импульс излучения накачки на входе в волновод имеет пиковую мощность 80 Вт и центральную длину волны 694 (а), 697 (б), 702 (в) нм

также каскадные ЧВВ-процессы приводят к уширению стоксовых и антистоксовых ВКР-компонент. На выходе волокна при этом наблюдается излучение с широким непрерывным спектром (излучение белого света или излучение суперконтинуума). Сильная параметрическая связь стоксовых и антистоксовых ВКР-компонент, возникающая в режиме синхронного ЧВВ поля накачки и стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент, позволяет существенно увеличить спектральную ширину и повысить качество спектра излучения суперконтинуума. Это явление иллюстрируется экспериментальными результатами, представленными на рис. 4–6. При отсутствии связи между стоксовой и антистоксовой ВКР-компонентами нелинейно-оптическое преобразование поля накачки приводит к генерации излучения со спектром, ограниченным областью длин волн от 680 до 730 нм. Даже при очень высоких пиковых интенсивностях излучения накачки интенсивность высокочастотного крыла спектра выходного

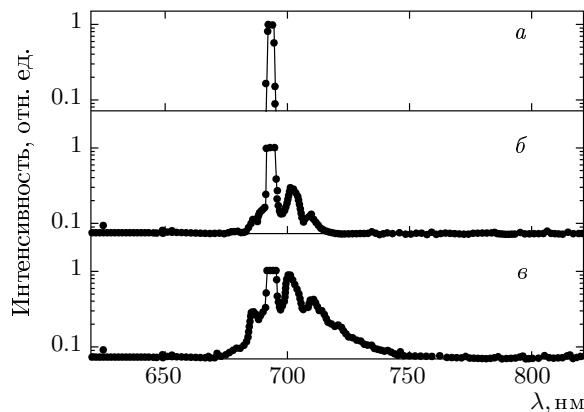


Рис. 5. Генерация широкополосного излучения в микроканальном волноводе кварцевого МС-волокна длиной 85 см в отсутствие связи стоксовой и антистоксовой компонент при  $\gamma P \approx 0.2$  (а), 3.5 (б), 7.5 (в)  $\text{м}^{-1}$

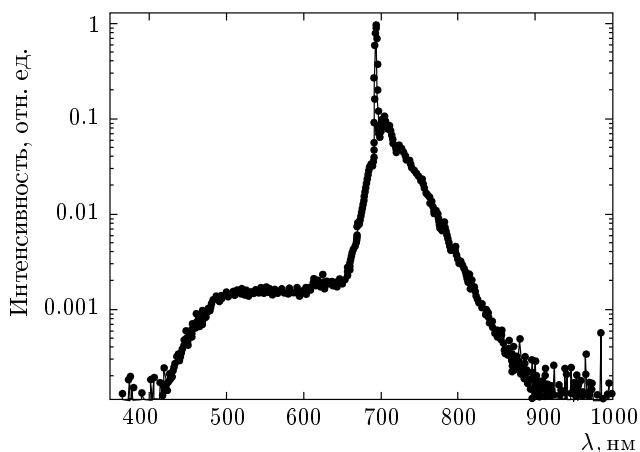


Рис. 6. Генерация широкополосного излучения в микроканальном волноводе кварцевого МС-волокна длиной 100 см в отсутствие связи стоксовой и антистоксовой компонент при  $\gamma P \approx 10 \text{ м}^{-1}$

излучения значительно ниже интенсивности стоксовой части спектра (рис. 6).

Связь стоксовой и антистоксовой компонент приводит к существенному усилению высокочастотного крыла спектра излучения на выходе волокна, позволяя значительно увеличить спектральную протяженность суперконтинуума. Спектры выходного излучения, представленные на рис. 4в и 5в получены для одинаковых значений длины нелинейно-оптического взаимодействия,  $\gamma P \approx 7.5 \text{ м}^{-1}$ . Однако согласование длины волны излучения накачки с профилем дисперсии волновода в условиях экспе-

риментов, представленных на рис. 4в, позволяет достичь существенно большей спектральной ширины излучения на выходе световода. Для условий эксперимента, представленного на рис. 4в, спектр выходного излучения простирается от 610 до 760 нм.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные эксперименты показывают возможность использования микроструктурированных световодов для эффективного преобразования спектра наносекундных лазерных импульсов за счет процессов параметрического четырехволнового взаимодействия и вынужденного комбинационного рассеяния света. Использование перестраиваемого по частоте источника излучения накачки позволило экспериментально определить режимы, обеспечивающие наиболее эффективное преобразование наносекундных лазерных импульсов в широкополосное излучение суперконтинуума. Представленные результаты экспериментов показывают, что сильная параметрическая связь стоковых и антистоковых ВКР-компонент, возникающая вблизи нуля дисперсии групповой скорости волноводной моды, позволяет существенно увеличить спектральную ширину и повысить качество спектра излучения суперконтинуума.

Авторы признательны Ю. Н. Кондратьеву, В. С. Шевандину, К. В. Дукельскому, А. В. Хохлову за предоставленные образцы волокон. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 03-02-16929, 05-02-90566-ННС), Федеральной целевой научно-технической программы РФ (контракт № 02.513.11.3040), ИНТАС (гранты №№ 03-51-5037, 03-51-5288), а также гранта Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект RUP2-2695).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
2. P. St. J. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
3. J. C. Knight, *Nature* **424**, 847 (2003).
4. А. М. Желтиков, *Оптика микроструктурированных волокон*, Наука, Москва (2004).
5. А. М. Желтиков, *УФН* **174**, 73 (2004).
6. W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov, and A. J. Taylor, *Nature* **424**, 511 (2003).
7. А. В. Федотов, А. М. Желтиков, А. П. Тарасевич, and D. von der Linde, *Appl. Phys. B* **73**, 181 (2001).
8. А. М. Желтиков, *Opt. Spectr.* **95**, 410 (2003).
9. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
10. *Supercontinuum Generation*, Special Issue of *Appl. Phys. B* **77**, (2/3) (2003), ed. by A. M. Zheltikov.
11. А. М. Желтиков, *УФН* **176**, 623 (2006).
12. D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, *Science* **288**, 635 (2000).
13. R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
14. S. A. Diddams, D. J. Jones, Jun Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
15. Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Nature* **416**, 233 (2002).
16. I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Rhanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 608 (2001).
17. S. O. Konorov, D. A. Akimov, E. E. Serebryannikov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. E* **70**, 057601 (2004).
18. D. A. Sidorov-Biryukov, E. E. Serebryannikov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **31**, 2323 (2006).
19. H. N. Paulsen, K. M. Hilligsøe, J. Thøgersen, S. R. Keiding, and J. J. Larsen, *Opt. Lett.* **28**, 1123 (2003).
20. S. O. Konorov, D. A. Akimov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, A. V. Yakimanskii, and A. M. Zheltikov, *Chem. Phys. Lett.* **405**, 310 (2005).
21. J. E. Sharping, J. Chen, X. Li, P. Kumar, and R. S. Windeler, *Opt. Express* **12**, 3086 (2004).
22. J. G. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **13**, 534 (2005).
23. E. E. Serebryannikov, A. M. Zheltikov, N. Ishii, C. Y. Teisset, S. Köhler, T. Fuji, T. Metzger, F. Krausz, and A. Baltuška, *Phys. Rev. E* **72**, 056603 (2005).



24. C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. M. Zheltikov, and F. Krausz, *Opt. Express* **13**, 6550 (2005).
25. S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Amer. B* **19**, 753 (2002).
26. J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, and S. Coen, *J. Opt. Soc. Amer. B* **19**, 765 (2002).
27. E. E. Serebryannikov, A. M. Zheltikov, S. Köhler, N. Ishii, C. Y. Teisset, T. Fuji, F. Krausz, and A. Baltuška, *Phys. Rev. E* **73**, 066617 (2006).
28. D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Science* **301**, 1705 (2003).
29. A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. A* **72**, 043812 (2005).
30. A. A. Ivanov, D. Lorenc, I. Bugar, F. Uherek, E. E. Serebryannikov, S. O. Konorov, M. V. Alfimov, D. Chorvat, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. E* **73**, 016610 (2006).
31. J. D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. K. L. Wong, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **28**, 2225 (2003).
32. E. E. Serebryannikov, S. O. Konorov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, M. Scalora, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. E* **72**, 027601 (2005).
33. G. Genty, T. Ritari, and H. Ludvigsen, *Opt. Express* **13**, 8625 (2005).
34. A. V. Avdokhin, S. V. Popov, and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **28**, 1353 (2003).
35. J. C. Travers, R. E. Kennedy, S. V. Popov, J. R. Taylor, H. Sabert, and B. Mangan, *Opt. Lett.* **30**, 1938 (2005).
36. J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Hukaw, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173901 (2002).
37. *Nonlinear Optics of Photonic Crystals*, Feature Issue of *J. Opt. Soc. Amer. B* **19** (9) (2002), ed. by C. M. Bowden and A. M. Zheltikov.
38. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, San Diego (2001).
39. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
40. Y. R. Shen and N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **137**, A1787 (1965).