

## ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

# Микроструктурированные световоды для нового поколения волоконно-оптических источников и преобразователей световых импульсов

А.М. Желтиков

*Развитие технологии микроструктурированных (МС) световодов приводит к возникновению нового класса волоконно-оптических преобразователей частоты, генераторов широкополосного излучения и источников сверхкоротких световых импульсов. Частотный профиль дисперсии и пространственный профиль распределения электромагнитного поля в собственных модах МС-световодов целенаправленно формируются путем микро- и наноструктурирования оболочки и сердцевины волокна. На этой основе создаются новые волоконно-оптические устройства, обеспечивающие высокоэффективное спектральное и временное преобразование лазерных импульсов с начальными длительностями от десятков наносекунд до нескольких циклов светового поля (единицы фемтосекунд) в широком диапазоне пиковых мощностей от сотен ватт до нескольких гигаватт. В волоконных лазерных системах МС-волокна позволяют реализовать высокоточный баланс дисперсии в широком спектральном диапазоне, что открывает возможность создания компактных полностью волоконных источников мощных сверхкоротких световых импульсов.*

PACS numbers: 42.65.Ky, 42.65.Dr, 42.65.Re, 42.65.Wi

## Содержание

1. Введение (737).
2. МС-световоды для компенсации дисперсии и нелинейного сдвига фазы в волоконно-оптических источниках сверхкоротких световых импульсов (740).
  - 2.1. Проектирование МС-световодов для компенсации дисперсии в широком спектральном интервале.
  - 2.2. Генетические алгоритмы для нахождения поперечной структуры МС-световода, обеспечивающей требуемый частотный профиль дисперсии.
3. Преобразование частоты сверхкоротких лазерных импульсов в световодах с микроструктурированной оболочкой и наноструктурированной сердцевиной (744).
4. Сдвиг частоты оптического солитона в МС-световодах (746).
5. Генерация третьей гармоники в условиях солитонного сдвига частоты импульса накачки в МС-световодах (748).
6. Нелинейно-оптическое преобразование наносекундных лазерных импульсов и управляемая генерация суперконтинуума в МС-световодах (750).
  - 6.1. Фазовое согласование для четырехволнового взаимодействия в микро- и нановолноводах.
  - 6.2. Нелинейно-оптическое

преобразование наносекундных лазерных импульсов в МС-световодах.

7. Генерация интенсивного суперконтинуума в МС-световодах с большой площадью сердцевины (755).
8. Полые фотонно-кристаллические волокна для передачи мегаваттных фемтосекундных импульсов в солитонном режиме (756).
  - 8.1. Полые МС-световоды в нелинейной оптике мощных световых импульсов.
  - 8.2. Полые ФК-волокна и солитонные режимы распространения мощных фемтосекундных импульсов.
  - 8.3. Мегаваттные оптические солитоны в нелинейной микроспектроскопии и лазерной биомедицине.
  - 8.4. Полые ФК-волноводы с большой площадью сердцевины: передача и преобразование субгигаваттных фемтосекундных лазерных импульсов.
9. Заключение (760).

Список литературы (761).

## 1. Введение

Современные оптоволоконные технологии позволяют создавать компактные и надежные волоконно-оптические источники и преобразователи оптических сигналов, используемые для решения широкого круга научных и технологических задач. Основные преимущества волоконных лазерных систем и нелинейно-оптических устройств обусловлены световодной геометрией генерации, усиления и нелинейно-оптического преобразования лазерного излучения [1]. В волоконно-оптических лазерных системах такая геометрия обеспечивает высокую эффективность преобразования энергии накачки в энергию излучения, благоприятные условия для отвода тепла и высокое качество пространственного профиля лазер-

А.М. Желтиков. Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация  
Тел. (495) 939-51-74. Факс (495) 939-31-13  
E-mail: zheltikov@phys.msu.ru

Статья поступила 9 января 2007 г.,  
после доработки 15 февраля 2007 г.

ного пучка. Благодаря большим длинам нелинейно-оптических взаимодействий, обеспечиваемых волноводным режимом распространения излучения [2], оптоволоконные технологии позволяют создавать компактные и высокоэффективные устройства для управления параметрами лазерного излучения и спектрально-временного преобразования световых импульсов, включая широко используемые в оптике сверхкоротких импульсов волоконно-оптические компрессоры и устройства для преобразования частоты на основе комбинационного рассеяния и параметрического четырехволнового взаимодействия.

Оптические волокна, легированные иттербием и эрбием, обладают полосой усиления, достаточной для генерации сверхкоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов. Однако создание практичных волоконно-оптических лазерных устройств, способных составить конкуренцию имеющимся твердотельным лазерным источникам сверхкоротких световых импульсов, требует решения ряда серьезных идейных и технических проблем. Одна из наиболее значительных трудностей получения мощных коротких световых импульсов в волоконно-оптических системах связана с нежелательными нелинейно-оптическими явлениями, такими как фазовая само- и кросс-модуляция, вынужденное комбинационное и бриллюэновское рассеяние. Нелинейный набег фазы и изменение спектрально-временной структуры светового поля, вызываемые такими явлениями, препятствуют эффективному усилению и не позволяют получить предельно короткие световые импульсы на выходе лазерной системы. Для ослабления влияния нелинейно-оптических явлений на процессы генерации, усиления и передачи мощных сверхкоротких световых импульсов используется техника усиления chirпированных импульсов (УЧИ). Принцип УЧИ, впервые экспериментально реализованный для мощных твердотельных лазерных систем в середине 1980-х годов [3], основан на том, что световой импульс перед усилительной ступенью пропускается через устройство, обеспечивающее увеличение длительности импульса и называемое стретчером. Соответствующее понижение пиковой мощности светового импульса позволяет значительно уменьшить влияние нелинейных явлений на этапе усиления. Возникающая на этапе стретчирования модуляция фазы импульса компенсируется уже после усиления с помощью компрессора, формирующего сверхкороткий лазерный импульс высокой пиковой мощности. Принцип УЧИ в настоящее время с успехом используется для разработки все более мощных твердотельных лазерных систем [4–6].

Еще одна принципиальная проблема, затрудняющая разработку волоконно-оптических источников все более коротких световых импульсов, связана с тем, что для формирования импульсов предельно малой длительности требуются оптические волокна с частотным профилем дисперсии, точно компенсирующим дисперсию, вносимую функциональными элементами волоконно-оптических систем. Возможность создания полностью волоконных фемтосекундных источников на основе легированных эрбием волокон (центральная длина волны 1,55 мкм), работающих в солитонном режиме и режиме стретчируемых импульсов, была продемонстрирована в работах [7, 8]. Однако для волоконных источников лазерного излучения с длиной волны короче 1,3 мкм (точки нулевой дисперсии групповой скорости плавлен-

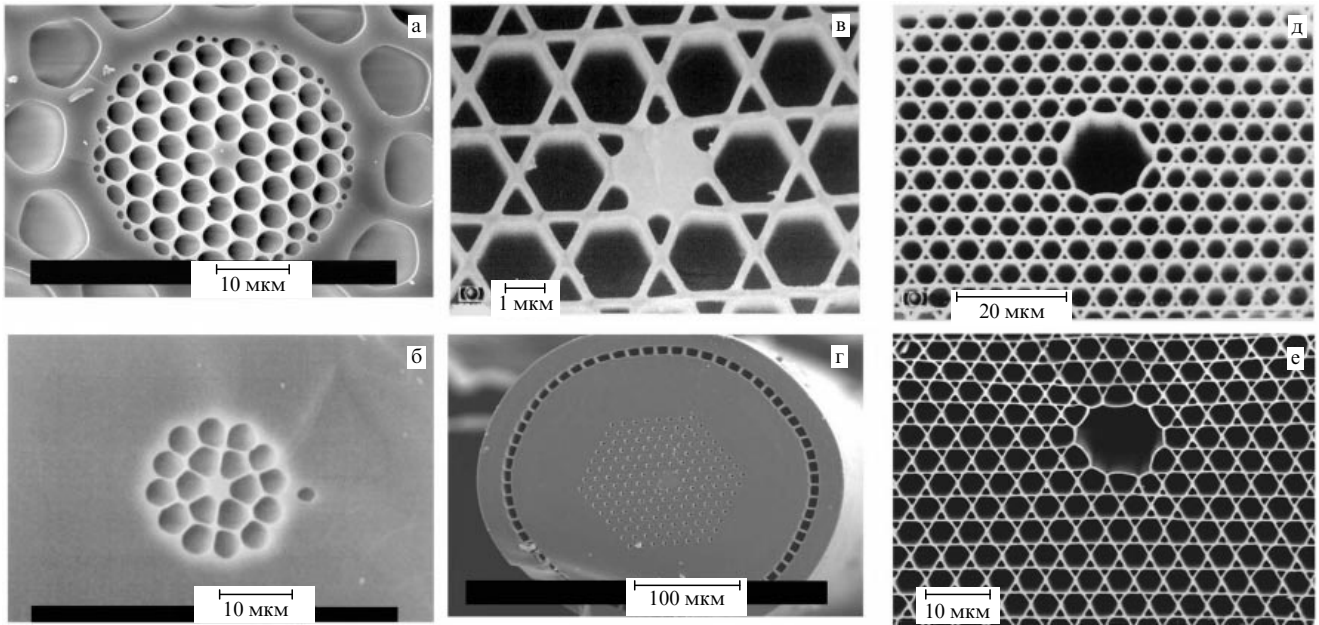
ного кварца), а также для волоконных источников предельно коротких импульсов, требующих компенсации дисперсии высоких порядков, возможности компенсаторов дисперсии на основе стандартных световодов ограничены.

В этой связи все шире используются оптические волокна нового типа — микроструктурированные (МС), или фотонно-кристаллические (ФК)<sup>1</sup>, световоды [9–13]. По структуре, механизмам формирования и свойствам волноводных мод световоды этого класса существенно отличаются от обычных оптических волокон. Для передачи излучения в МС-световодах служит сплошная (рис. 1а–г) или полая (рис. 1д, е) сердцевина, окруженная микроструктурированной оболочкой, содержащей систему ориентированных вдоль оси волокна цилиндрических воздушных отверстий. Подобная микроструктура обычно изготавливается путем вытяжки из преформы, набранной из капиллярных трубок и сплошных кварцевых стержней.

Наряду с обычными волноводными режимами, обеспечиваемыми явлением полного внутреннего отражения, МС-волокна при определенных условиях поддерживают волноводные моды электромагнитного излучения, формируемые за счет высокой отражательной способности оболочки волокна в области фотонных запрещенных зон [14–20]. Такие режимы волноводного распространения реализуются в волокнах с оболочкой в виде двумерной периодической микроструктуры (двумерного фотонного кристалла) и полый [14–18] либо твердотельной [19] сердцевиной. Фотонная запрещенная зона, возникающая в спектре пропускания двумерной периодической оболочки волокон данного типа, обеспечивает высокий коэффициент отражения для излучения, распространяющегося вдоль полый сердцевины, позволяя существенно снизить оптические потери, присущие модам обычных полых волноводов со сплошной оболочкой и быстро растущие [21, 22] с уменьшением диаметра полый сердцевины.

Уникальность МС-световодов для оптических технологий и волоконных лазерных систем обусловлена возможностью активного формирования частотного профиля дисперсии собственных мод таких волокон путем изменения их структуры [23–26]. Такие световоды позволяют реализовать сложные частотные профили дисперсии, которые не могут быть сформированы для стандартных оптических волокон [26, 27]. Как следствие, в МС-волокнах наблюдаются новые нелинейно-оптические явления и новые режимы спектрально-временного преобразования сверхкоротких лазерных импульсов [27, 28]. На рисунке 1а–в представлены изображения попе-

<sup>1</sup> Строго говоря, для наиболее широко используемых на практике микроструктурированных световодов периодичность оболочки не является необходимым условием для локализации излучения в сердцевине волокна. В таких световодах часто используется аperiodическая оболочка, не являющаяся фотонно-кристаллической структурой и не обладающая фотонной запрещенной зоной. Лишь для некоторого специального класса МС-световодов локализация излучения в сердцевине становится возможной благодаря периодичности оболочки и наличию фотонных запрещенных зон. Ввиду этого обстоятельства было бы логично считать МС-волокна более широким по сравнению с ФК-волокнами классом световодов. Однако по сложившейся традиции, восходящей к пионерским работам по МС-световодам [9], авторы которых руководствовались идеей создания новых ФК-структур, термины "МС-волокна" и "ФК-волокна" понимаются как равноправные.



**Рис. 1.** Изображения поперечных сечений микроструктурированных световодов: (а–в) волокна с высокой оптической нелинейностью, обеспечиваемой малым размером сердцевины и высоким контрастом показателей преломления сердцевины и оболочки; (г) МС-световод с большой площадью сердцевины; (д, е) полое МС-волокно.

речного сечения МС-волокон с большой разностью показателя преломления сердцевины и эффективного показателя преломления оболочки, обеспечиваемой высоким удельным содержанием воздуха в оболочке. Волокна этого типа позволяют достичь высокой степени локализации электромагнитного поля в сердцевине, что приводит к высоким значениям коэффициента нелинейности, определяющего эффективность нелинейно-оптических взаимодействий в волокне при заданной пиковой мощности лазерного импульса. Высокоэффективные волоконно-оптические преобразователи частоты сверхкоротких импульсов [29] и источники излучения с широким непрерывным спектром (суперконтинуума) [30–34], разработанные на основе МС-световодов с высокой оптической нелинейностью (рис. 1а–в), позволяют решать фундаментальные задачи в области оптической метрологии [35–38] и оптики сверхкоротких лазерных импульсов [39, 40], а также активно применяются для целей лазерной биомедицины [41], нелинейной спектроскопии [42, 43] и микроскопии [44–46].

Благодаря возможности активного формирования частотного профиля дисперсии МС-световоды все шире используются в качестве элементов, осуществляющих требуемый баланс или компенсацию дисперсии в волоконно-оптических лазерных генераторах, позволяющих получать сверхкороткие лазерные импульсы с высоким качеством временной огибающей. Авторами работы [47] разработан лазерный источник импульсов длительностью около 100 фс и энергией около 1 нДж на основе иттербиевого волокна, позволяющий благодаря применению МС-волокна отказаться от призм и дифракционных решеток. Включение в схему такого лазера полого МС-волокна с сильным двулучепреломлением формы [48] позволяет обеспечить устойчивое поддержание поляризации лазерного излучения при генерации импульсов длительностью около 70 фс с энергией около 1 нДж [49]. Авторами работы [50] показана возможность достиже-

ния баланса дисперсии в иттербиевом фемтосекундном волоконном лазере с помощью полностью твердотельного ФК-волокна [19]. В таком волокне кварцевая сердцевина окружена МС-оболочкой, в которой двумерная решетка показателя преломления образуется не воздушными отверстиями, а включениями стекла с отличным от кварца показателем преломления. Как показано в работах [51–53], благодаря возможности управления профилем дисперсии и высокой оптической нелинейности, достигаемой за счет малого размера световедущей жилы, МС-волокна позволяют реализовать эффективные схемы оптической параметрической генерации света на кубической оптической нелинейности материала волокна. Оптическая параметрическая генерация в МС-световодах позволяет создать эффективные источники коррелированных фотонных пар [54, 55].

Естественное ограничение на плотность энергии лазерного излучения в оптической системе связано с оптическим пробоем материала, из которого изготовлены оптические элементы. Для повышения энергии лазерных импульсов, формируемых волоконными лазерами, требуется увеличение площади поперечного сечения волокна<sup>2</sup>. Стандартные световоды с большой площадью сердцевины, однако, как правило, характеризуются сложным модовым составом [22] и не дают возможности получить лазерное излучение с высоким

<sup>2</sup> Необходимо различать геометрическую площадь поперечного сечения волокна

$$S_g = \pi r_{\text{core}}^2,$$

где  $r_{\text{core}}$  — радиус сердцевины, и эффективную площадь волноводной моды, определяемую выражением [2]

$$S_{\text{eff}} = \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2 \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy \right]^{-1},$$

где  $F(x, y)$  — поперечный пространственный профиль поля в волноводной моде.

качеством поперечного профиля интенсивности. Эта проблема также может быть решена путем микроструктурирования оболочки волокна. Воздушные отверстия достаточно малого диаметра в оболочке МС-волокна осуществляют фильтрацию собственных мод высокого порядка [11, 56], позволяя реализовать одномодовый режим передачи излучения в световодах с большой площадью поперечного сечения [57, 58] (рис. 1г). Для локализации излучения накачки во внутренней части МС-волокна и обеспечения наибольшего пространственного перекрытия излучения накачки и лазерного излучения в поперечном сечении волокна внутренняя микроструктурированная часть волокна изолируется от оболочки с помощью кольцевой системы воздушных отверстий большого диаметра (рис. 1г). Легированные иттербием МС-световоды [59, 60] с большой площадью моды используются для создания мощных волоконно-оптических лазеров [58, 61, 62]. Кварцевые МС-волокна с большой площадью моды также используются для компрессии мощных субпикосекундных лазерных импульсов [63] и генерации суперконтинуума с энергией свыше 1 мкДж [64, 65].

МС-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на рис. 1а, представляют значительный интерес для разработки нового класса оптических сенсоров [66–68]. В сенсорах этого типа возбуждающее излучение доставляется к объекту по сердцевине МС-волокна. Внутренняя часть МС-оболочки имеет отверстия с размерами порядка микрометра и служит для доставки рассеянного либо флуоресцентного сигнала по волокну от исследуемого объекта к приемнику излучения, который может располагаться рядом с источником излучения [67]. Такая конструкция волокна обеспечивает высокие эффективности зондирования химических и биологических растворов методами однофотонной и двухфотонной люминесценции. Микроструктурированная оболочка волокна может использоваться также в качестве системы микрокапилляров, заполняемых предельно малым объемом исследуемого раствора. Излучение, распространяющееся вдоль сердцевины волокна, вызывает люминесценцию регистрируемых молекул [68]. Такие волоконные сенсоры могут быть интегрированы в системы хранения и обработки химических и биологических данных, включая биочипы, для считывания и преобразования хранимой информации.

Радикальное увеличение энергии лазерных импульсов в устройствах волоконной оптики может быть достигнуто за счет использования волноводов с полой сердцевиной. Однако для стандартных полых волноводов капиллярного типа потери быстро (пропорционально  $a^{-3}$ ) растут с уменьшением радиуса полой сердцевины волновода  $a$  [22, 69]. Поэтому такие волноводы не позволяют реализовать одномодовый режим распространения и достичь высокой интенсивности для импульсов небольшой пиковой мощности [18]. Потери собственных мод, локализованных в полой сердцевине волновода, могут быть существенно уменьшены при использовании двумерно периодической (фотонно-кристаллической) оболочки [11, 15, 17] (рис. 1д, е). В условиях сильной связи падающей и отраженной волн, реализующейся в ограниченной полосе частот, называемой фотонной запрещенной зоной, периодическая структура характеризуется высоким коэффициентом отражения, позволяющим реализовать волноводное распространение в

полой сердцевине волновода с предельно низкими потерями<sup>3</sup>. В волоконных лазерных системах полые волноводы с фотонно-кристаллической оболочкой используются для компрессии мощных световых импульсов [70, 71], что дает возможность формировать на выходе системы световые импульсы мегаваттного уровня пиковой мощности длительностью порядка 100 фс.

Таким образом, МС-волокна играют ключевую роль в создании новых волоконно-оптических систем для генерации сверхкоротких лазерных импульсов и управления их параметрами. В настоящем обзоре рассмотрены методы активного формирования профиля дисперсии МС-световодов для обеспечения баланса дисперсии в волоконно-оптических источниках сверхкоротких световых импульсов и обсуждаются эксперименты, демонстрирующие возможности МС-волокон для реализации высокоэффективного спектрального и временного преобразования лазерных импульсов с начальными длительностями от десятков наносекунд до нескольких циклов светового поля в широком диапазоне пиковых мощностей от сотен ватт до нескольких гигаватт.

## 2. МС-световоды для компенсации дисперсии и нелинейного сдвига фазы в волоконно-оптических источниках сверхкоротких световых импульсов

Обсудим пути использования МС-световодов для обеспечения баланса дисперсии в волоконных системах, предназначенных для формирования мощных сверхкоротких световых импульсов на основе УЧИ. В таких системах, как правило, встает задача точной компенсации сильной дисперсии, вносимой компрессором световых импульсов. Покажем, что для компенсации характерной групповой задержки, обусловленной компрессором световых импульсов, требуются волокна с необычным профилем дисперсии, который может быть сформирован на основе использования МС-волоконных технологий.

### 2.1. Проектирование МС-световодов для компенсации дисперсии в широком спектральном интервале

Представим вносимую компрессором световых импульсов групповую задержку  $G_c(\omega)$  в виде ряда Тейлора с центром в точке  $\omega_0$ , соответствующей центральной частоте формируемого в системе светового импульса:

$$G_c(\omega) = \frac{\partial \varphi_c(\omega)}{\partial \omega} \approx \theta_1 + \theta_2(\omega - \omega_0) + \frac{\theta_3}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\theta_4}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (1)$$

где  $\varphi_c$  — обусловленный компрессором фазовый сдвиг,  $\theta_k = (\partial^k \varphi_c / \partial \omega^k)|_{\omega_0}$ .

<sup>3</sup> Для полых ФК-волноводов с большим количеством периодов образующей оболочку ФК-решетки свойства локализуемых в полой сердцевине волноводных мод, в основном, определяются ближними к сердцевине ячейками решетки. Полая сердцевина при этом не обязательно должна находиться в центре структуры, и имеется возможность создания волокон с несколькими световедущими полостями.

Оптоволоконный стретчер должен быть спроектирован таким образом, чтобы скомпенсировать групповую задержку (1) в широком интервале частот  $\omega$ , соответствующем спектру формируемого сверхкороткого светового импульса. Это требование означает, что в пределах рассматриваемого частотного интервала требуется минимизировать отклонения частотного профиля вносимой стретчером групповой задержки  $G_s(\omega)$  от взятого с противоположным знаком профиля групповой задержки, обусловленной компрессором,  $-G_c(\omega)$ .

Будем предполагать, что стретчер состоит из последовательности  $M$  оптических волокон, поддерживающих волноводные моды с постоянными распространения  $\beta^{(m)}$ ,  $m = 1, 2, \dots, M$ . Групповая задержка, вносимая таким стретчером, может быть записана в виде

$$G_s(\omega) = \sum_{m=1}^M G_m(\omega), \quad (2)$$

где  $G_m(\omega)$  — групповая задержка, вносимая волокном с номером  $m$ , имеющим длину  $l_m$ .

Разлагая  $G_m(\omega)$  в ряд Тейлора с центром в точке  $\omega_0$ , получаем

$$G_m(\omega) \approx \left[ \frac{1}{u_m} + \beta_{2m}(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_{3m}}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_{4m}}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \right] l_m, \quad (3)$$

где  $u_m = (\partial\beta^{(m)}/\partial\omega)_{\omega_0}^{-1}$  — групповая скорость на частоте  $\omega_0$ ,  $\beta_{km} = (\partial^k\beta^{(m)}/\partial\omega^k)_{\omega_0}$ .

Как следует из выражений (1)–(3), для компенсации полной групповой задержки в системе, состоящей из стретчера и компрессора, с точностью до дисперсии порядка  $q$  в отсутствие нелинейного сдвига фазы, стретчер должен быть спроектирован таким образом, чтобы была выполнена следующая система, состоящая из  $q - 1$  линейных уравнений [72]:

$$\sum_{m=1}^M \beta_{pm} l_m = -\theta_p, \quad p = 2, 3, \dots, q. \quad (4)$$

При  $M = q - 1$  число неизвестных равно числу уравнений в системе (4). В этом случае система (4) легко решается относительно длин волокон  $l_m^{(1)}$  в стретчере, если только детерминант матрицы  $\beta_{pm}$ , имеющей размер  $M \times M$ , не равен нулю:

$$\Gamma = \det \beta_{pm} \neq 0. \quad (5)$$

При выполнении условия (5) решение системы (4) записывается в виде

$$l_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma}, \quad (6)$$

где

$$\Gamma_i = \begin{vmatrix} \beta_{21} & \dots & \beta_{2i-1} & -\theta_2 & \beta_{2i+1} & \dots & \beta_{2M} \\ \beta_{31} & \dots & \beta_{3i-1} & -\theta_3 & \beta_{3i+1} & \dots & \beta_{3M} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \beta_{q1} & \dots & \beta_{qi-1} & -\theta_q & \beta_{qi+1} & \dots & \beta_{qM} \end{vmatrix} \quad (7)$$

— детерминант матрицы, получаемой из матрицы  $\beta_{pm}$  путем замены ее  $i$ -го столбца на столбец, составленный из свободных членов  $(-\theta_p)$  системы уравнений (4).

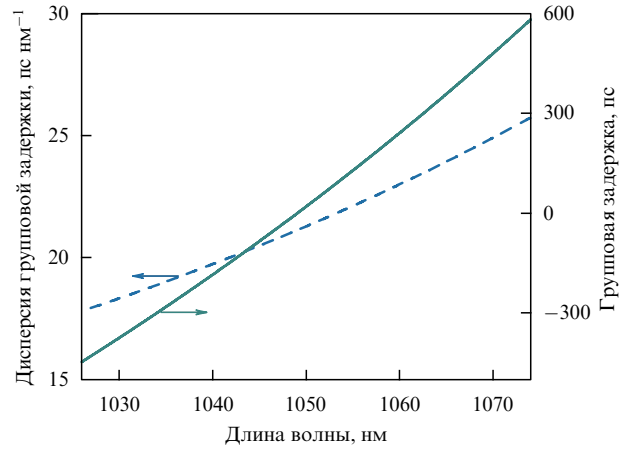


Рис. 2. Характерные спектральные профили групповой задержки (сплошная кривая) и дисперсии групповой задержки (штриховая кривая) устройства для компрессии световых импульсов, формируемых волоконно-оптическим источником.

Формально при  $M = q - 1$  и  $\Gamma \neq 0$  система уравнений (4) всегда может быть решена относительно  $l_m$ . Однако математическое решение системы (4) имеет физический смысл, т.е. соответствует длинам волокон, образующих стретчер, только при выполнении условия  $l_m \geq 0$  для всех  $m$ . Выполнить это условие для системы стандартных световодов оказывается чрезвычайно трудно или даже невозможно.

Для того чтобы пояснить это утверждение, рассмотрим представленный на рис. 2 характерный профиль частотной зависимости групповой задержки, вносимой стандартным компрессором, часто используемым в волоконно-оптических лазерных системах [72]. Для такого частотного профиля групповой задержки на центральной длине волны  $\lambda_0 = 1050$  нм, соответствующей излучению иттербиевых лазерных систем, имеем  $\theta_2 \approx -12,45$  пс<sup>2</sup>,  $\theta_3 \approx 6,98 \times 10^{-2}$  пс<sup>3</sup>,  $\theta_4 \approx -6,2 \times 10^{-4}$  пс<sup>4</sup>. Очевидно, конкретные значения параметров  $\theta_k$  могут варьироваться для различных типов компрессоров. Однако знаки этих параметров,  $\theta_2 < 0$ ,  $\theta_3 > 0$ ,  $\theta_4 < 0$ , характерны для систем сжатия импульсов.

Пусть требуется скомпенсировать вносимую компрессором групповую задержку с точностью до дисперсии третьего порядка ( $q = 3$ ). В этом приближении профиль дисперсии стретчера определяется дисперсией групповой скорости (ДГС)  $D = -2\pi c \lambda^{-2} \beta_2$  и параметром дисперсии третьего порядка  $\beta_3 = \partial^3\beta/\partial\omega^3$ . Система уравнений (4) сводится к двум уравнениям ( $p = 2, 3$ ), каждое из которых содержит два неизвестных ( $M = 2$ ). Решение такой системы уравнений имеет вид  $l_{1,2} = \Gamma_{1,2}/\Gamma$ . Для компенсации вносимой компрессором групповой задержки полная ДГС стретчера, состоящего из двух световодов, должна быть нормальной. Это условие легко может быть выполнено на длине волны  $\lambda_0 = 1050$  нм с помощью стандартных оптических волокон. Параметр  $\beta_{3m}$  для таких волокон обычно положителен. При положительных  $\beta_{pm}$  ( $p = 2, 3; m = 1, 2$ ) произведение  $l_1 l_2 = \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma^{-2}$  для рассматриваемого класса частотных профилей групповой задержки ( $\theta_2 < 0$ ,  $\theta_3 > 0$ ) всегда отрицательно. Таким образом, стандартные световоды не позволяют скомпенсировать групповую задержку, вносимую компрессором.

МС-световоды позволяют сформировать частотные профили дисперсии, которые не могут быть реализованы с помощью стандартных оптических волокон. В частности, благодаря активному формированию частотного профиля дисперсии МС-волокон удается получить соотношение между коэффициентами дисперсии второго и третьего порядков, требуемое для компенсации групповой задержки, вносимой компрессором рассматриваемого типа.

Для анализа свойств направляемых мод электромагнитного поля в исследуемой волноводной структуре использовалась полностью векторная модификация метода локализованных функций [73, 74]. Метод основан на разложении поперечных составляющих поля  $\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E} \exp [i(\beta z - ckt)]$  (здесь  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ ,  $\beta$  — постоянная распространения волноводной моды,  $k$  — волновое число,  $c$  — скорость света в вакууме) по системе полиномов Гаусса–Эрмита и разложению двумерного пространственного профиля показателя преломления  $n^2(x, y)$  в ряд по системе полиномов Гаусса–Эрмита и тригонометрических функций. При таком представлении  $E_x, E_y, n^2(x, y)$  решение векторных волновых уравнений для поля сводится к решению задачи на собственные функции и собственные значения.

На рисунке 3а – в представлены рассчитанные с помощью описанной выше процедуры спектральные зависимости ДГС и параметра дисперсии третьего порядка  $\beta_3$  для кварцевого МС-волокон, оболочка которого представляет собой микроструктуру (см. вставку на рис. 3а), образуемую воздушными отверстиями диаметром  $d$ . Расстояние между центрами воздушных отверстий обозначено  $\Lambda$ . Для достаточно малых  $\Lambda$  дисперсия групповой скорости для рассматриваемого типа световодов проходит через нуль дважды. При достаточно больших значениях отношения  $d/\Lambda$  изменение периода структуры оболочки  $\Lambda$  от 0,77 до 0,80 мкм приводит к перестройке длины волны  $\lambda_z$ , соответствующей второй нулевой точке ДГС, в диапазоне 970–1035 нм. Для длин волн, больших  $\lambda_z$ , рассматриваемый тип световодов обеспечивает режим нормальной дисперсии ( $\beta_2 > 0, D < 0$ ), одновременно удовлетворяя условию  $\beta_3 < 0$ , что и требуется для компенсации групповой задержки, вносимой компрессором. Как показано на рис. 3а–в, изменением структуры МС-волокон удается добиться оптимизации параметров  $\beta_2$  и  $\beta_3$  для наиболее точной компенсации групповой задержки в системе стретчер–компрессор в требуемом спектральном интервале.

При высоких интенсивностях лазерного излучения нелинейно-оптические процессы приводят к возникновению нелинейных сдвигов, которые проявляются в заметных искажениях временного профиля импульса на выходе волоконной системы. Для уменьшения таких искажений в работе [72] разработана методика оптимизации длин образующих стретчер световодов с учетом нелинейных набегов фазы, рассчитываемых на основе численного анализа распространения световых импульсов через волоконно-оптическую систему. Решение уравнения (4) представляет собой первый шаг итерационной процедуры. Последующие итерации проводятся для уточнения длин образующих стретчер волокон. На рисунке 4а,б представлена остаточная (нескомпенсированная) групповая задержка волоконно-оптической системы стретчер–компрессор на различных этапах итерации для лазерных импульсов с началь-

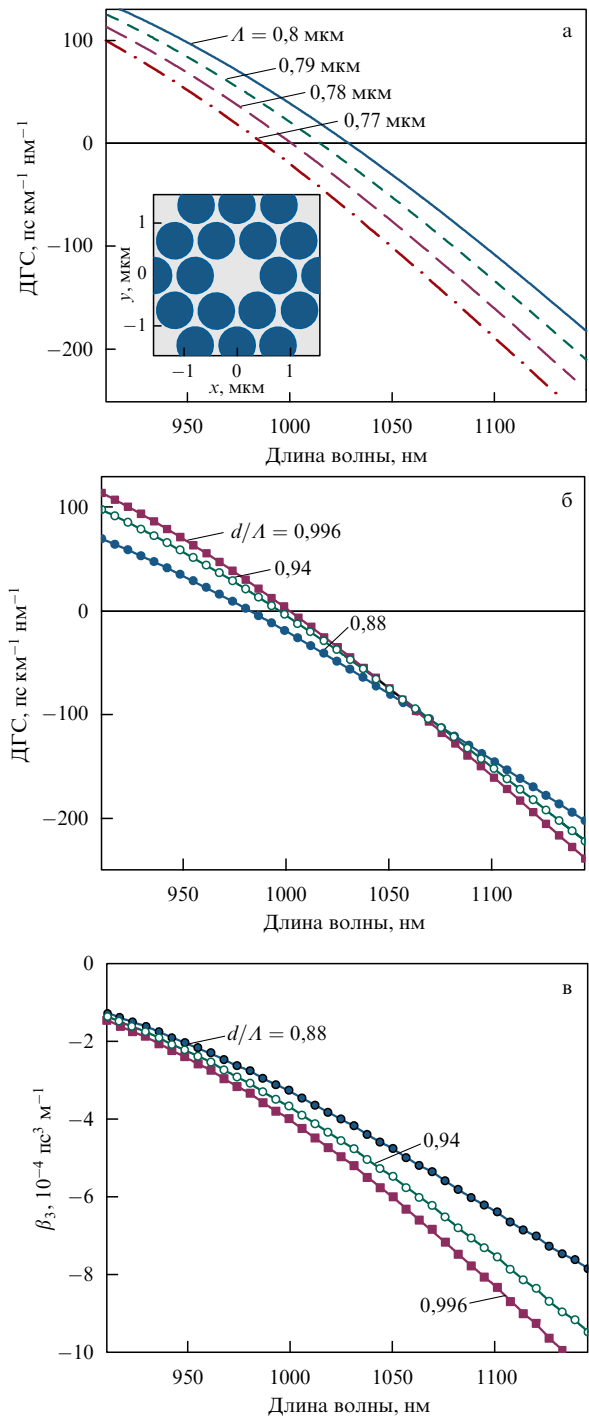
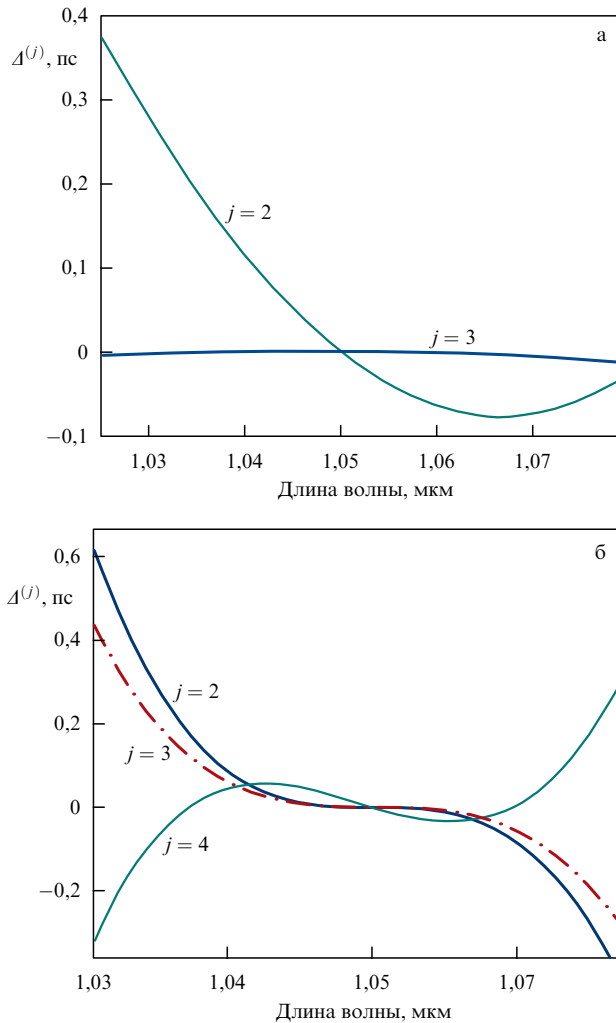


Рис. 3. Спектральные профили дисперсии групповой скорости  $D$  (а, б) и параметра дисперсии третьего порядка  $\beta_3$  (в) для МС-световода со структурой поперечного сечения, показанной на вставке: (а) параметр  $\Lambda$  варьируется в диапазоне от 0,77 до 0,80 мкм; (б, в)  $\Lambda = 0,78$  мкм, отношение  $d/\Lambda$  изменяется от 0,88 до 0,996.

ной длительностью 200 и 100 фс и начальной энергией 400 и 50 пДж соответственно. Как следует из представленных результатов, учет нелинейных набегов фазы позволяет значительно уменьшить нескомпенсированную групповую задержку и получить на выходе волоконной системы стретчер–компрессор короткий световой импульс с высоким качеством временной огибающей (рис. 5а, б).



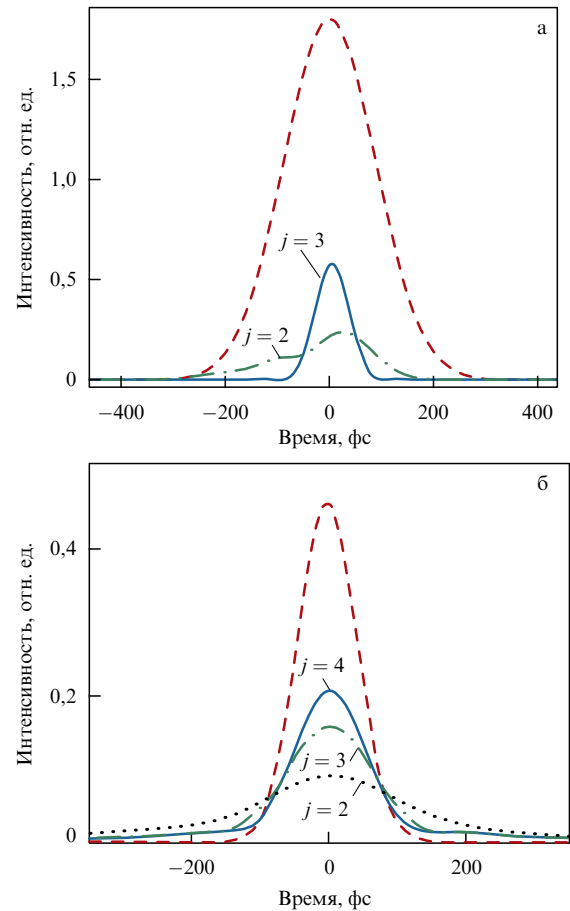


**Рис. 4.** Спектральный профиль остаточной групповой задержки  $\Delta^{(j)}$  в системе стретчер–компрессор после  $j$ -го шага минимизирующей групповую задержку итерационной процедуры: (а) начальная длительность импульса на входе системы 200 фс, начальная энергия 400 пДж; (б) начальная длительность импульса на входе системы 100 фс, начальная энергия 50 пДж.

## 2.2. Генетические алгоритмы для нахождения поперечной структуры МС-световода, обеспечивающей требуемый частотный профиль дисперсии

Ключевая и наиболее сложная задача, возникающая при разработке оптоволоконных систем для формирования и преобразования сверхкоротких световых импульсов на основе МС-световодов, заключается в нахождении поперечной пространственной структуры, обеспечивающей требуемый частотный профиль дисперсии. Для простейших классов МС-волокон, поперечная структура которых удовлетворительно описывается с помощью небольшого количества параметров, искомая структура волокна может быть найдена на основе последовательного перебора решений прямой задачи нахождения дисперсии собственных мод волноводной структуры с заданным сложным пространственным профилем показателя преломления с варьируемыми параметрами.

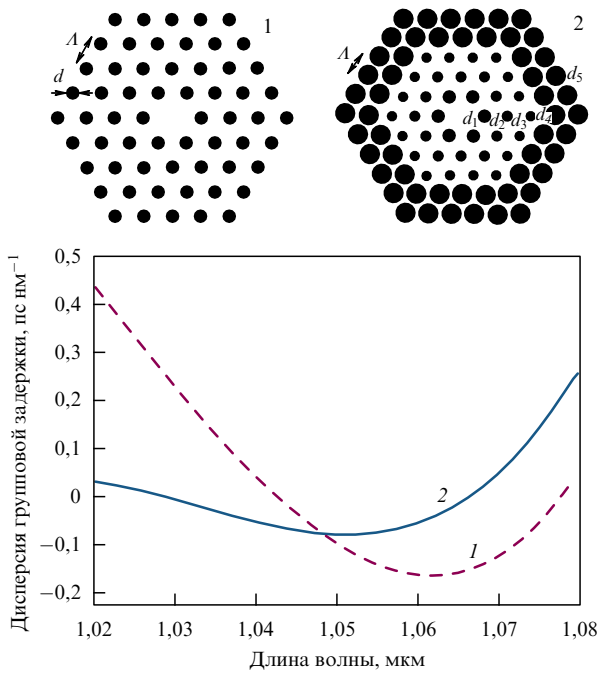
Волокна рассмотренного выше вида (см. вставку на рис. 3а и вставку 1 на рис. 6) представляют собой пример легко параметризуемой структуры. Для их описания достаточно задать диаметр  $d$  и отношение  $d/\Lambda$ . Для МС-волокон более сложной структуры (вставка 2 на



**Рис. 5.** Временная огибающая интенсивности поля на выходе системы стретчер–компрессор: (а) начальная длительность импульса на входе системы 200 фс, начальная энергия 400 пДж; (б) начальная длительность импульса на входе системы 100 фс, начальная энергия 50 пДж. Приведен результат  $j$ -й итерации. Начальная временная огибающая входного импульса показана штриховыми кривыми.

рис. 6) число параметров, необходимых для задания профиля показателя преломления в поперечном сечении волокна, может оказаться достаточно большим. В этом случае задача нахождения пространственной структуры волокна, обеспечивающей требуемый частотный профиль дисперсии, уже не может быть решена методом последовательного перебора решений прямой задачи. Один из подходов к решению такой задачи связан с использованием генетических алгоритмов [75].

Как показано авторами [76, 77], генетические алгоритмы успешно решают задачу оптимизации структуры МС-волокна определенного класса для наилучшего соответствия заданному профилю дисперсии. В [78] разработан генетический алгоритм, позволяющий найти структуру МС-световода, обеспечивающую наилучшую компенсацию групповой задержки в волоконной системе стретчер–компрессор в классе световодов с большой эффективной площадью моды. Последнее условие имеет принципиальную важность для уменьшения нелинейного набега фазы при преобразовании светового импульса в волоконной системе. Рассматривается два типа МС-световодов с треугольной системой воздушных отверстий, представленных на вставках к рис. 6. Для описания световодов используется набор параметров  $\{d_1, d_2, \dots, d_N, \Lambda\}$ , где  $d_i$  — диаметры воздушных



**Рис. 6.** Остаточная дисперсия групповой задержки системы стретчер–компрессор, в которой в качестве стретчера используется 723 м МС-волокна первого типа (кривая 1) и 345 м МС-волокна второго типа (кривая 2). На вставках приведены поперечные сечения МС-волокон первого (1) и второго (2) типов.

отверстий. Для МС-световодов первого типа (вставка 1 на рис. 6) все воздушные отверстия имеют одинаковый диаметр ( $N = 1$ ). Световоды второго типа (вставка 2 на рис. 6) имеют более сложную структуру. Для их описания вводятся пять в общем случае различных диаметров воздушных отверстий ( $N = 5$ ). Реализованный в работе [78] генетический алгоритм представляет собой следующую последовательность шагов. На первом этапе генерируется случайная популяция наборов  $\{d_i, A\}_1$ , в которых параметры  $d_i, A$  играют роль генов. Для каждого МС-световода, задаваемого набором параметров  $d_i, A$ , с помощью метода конечных элементов [79] вычисляется дисперсия групповой скорости  $D$ , которая затем используется для расчета функционала

$$F = \sum_k [\Psi(\lambda_k) + lD(\lambda_k)]^2, \quad (8)$$

где  $\Psi(\lambda)$  — дисперсия групповой задержки, вносимая компрессором,  $l$  — длина МС-световода,  $k$  — индекс суммирования, наименьшее и наибольшее значения которого соответствуют границам рассматриваемого спектрального интервала (1,02–1,08 мкм).

Наборам параметров  $d_i, A$ , обеспечивающим меньшие значения функционала  $F$ , присваиваются наибольшие вероятности выживания. Следующее поколение  $\{d_i, A\}_2$  возникает в результате скрещивания наилучших индивидуальных наборов популяции  $\{d_i, A\}_1$ , имеющих наибольшие вероятности выживания и воспроизводства. Этот процесс продолжается необходимое число шагов  $j$  до тех пор, пока каждое следующее поколение  $\{d_i, A\}_j$  обеспечивает уменьшение функционала  $F$ . Чтобы предотвратить сходжение алгоритма к локальному минимуму, в рамках популяции разрешены мутации, опреде-

ляемые как случайные вариации генного состава. На рисунке 6 представлены спектральные зависимости остаточной дисперсии групповой задержки системы стретчер–компрессор, в которой в качестве стретчера используется 723 м МС-волокна первого типа (кривая 1) и 345 м МС-волокна второго типа (кривая 2). Благодаря своей структуре МС-волокно второго типа не только обеспечивает более эффективную компенсацию дисперсии групповой задержки в системе стретчер–компрессор, но и позволяет существенно уменьшить потери, а также заметно снизить влияние нелинейных эффектов. Для излучения с длиной волны 1,05 мкм эффективная площадь моды для МС-световодов первого и второго типов составляет  $S_1 \approx 1,37$  мкм<sup>2</sup> и  $S_2 \approx 1,43$  мкм<sup>2</sup>.

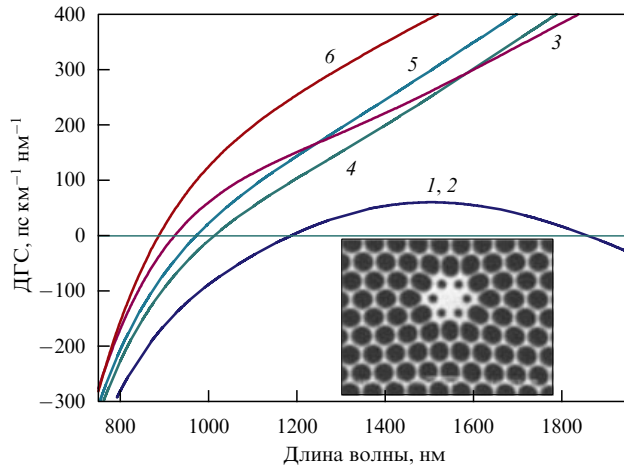
### 3. Преобразование частоты сверхкоротких лазерных импульсов в световодах с микроструктурированной оболочкой и наноструктурированной сердцевиной

Управление дисперсией и профилем мод МС-волокон, как правило, осуществляется [23–26] изменением формы сердцевины и структуры оболочки, а также варьированием геометрических параметров системы воздушных отверстий в оболочке волокна. Вместе с тем теоретический анализ показывает [80–84], что диапазон управления дисперсией, пространственным профилем поля и нелинейностью МС-волокон может быть существенно расширен за счет использования системы воздушных отверстий, модифицирующих сердцевину МС-волокна. В работах [85, 86] эта идея реализована экспериментально. Представленные ниже результаты подтверждают, что система воздушных отверстий диаметром около 500 нм в сердцевине МС-волокна позволяет сформировать частотный профиль дисперсии и профиль пространственного распределения электромагнитного поля в направляемых модах, обеспечивающие высокоэффективное преобразование частоты фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера, приводящее к генерации перестраиваемого излучения в спектральном диапазоне от 0,45 до 1,0 мкм.

Изображение поперечного сечения МС-волокна, использовавшегося в экспериментах [85, 86], представлено на вставке к рис. 7. Оболочка волокна имеет близкую к периодической структуру с шагом 1,4 мкм и диаметром воздушных отверстий 1,2 мкм. В сердцевине волокна расположена система из шести воздушных отверстий с диаметром около 0,5 мкм. Оптические волокна изготовлены из стекла марки ТФ10. Оптическая нелинейность стекла этого типа почти на порядок превышает нелинейность плавленого кварца, обычно используемого для изготовления оптических волокон. Материальная дисперсия стекла ТФ10 также заметно отличается от дисперсии плавленого кварца. В частности, длина волны  $\lambda_z$ , соответствующая нулевому значению дисперсии групповой скорости (ДГС), смещена в область длинных волн ( $\lambda_z \approx 2,0$  мкм) по сравнению с точкой нуля ДГС в объеме плавленого кварца.

Для анализа свойств направляемых мод электромагнитного поля в исследуемой волноводной структуре использовалась описанная в разделе 2.1 настоящего обзора полностью векторная модификация метода локализованных функций [73, 74]. Рассчитанные с помощью такой процедуры зависимости ДГС  $D = -2\pi c \lambda^{-2} d^2 \beta / d\omega^2$  от



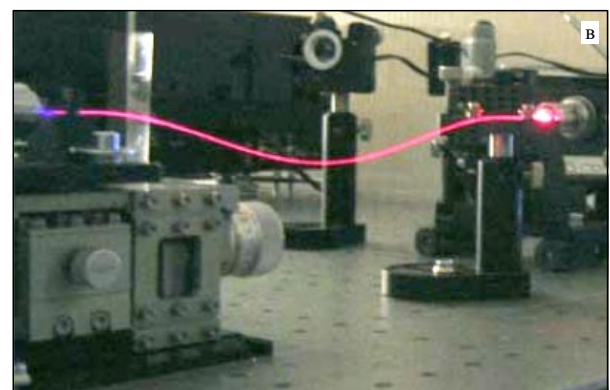
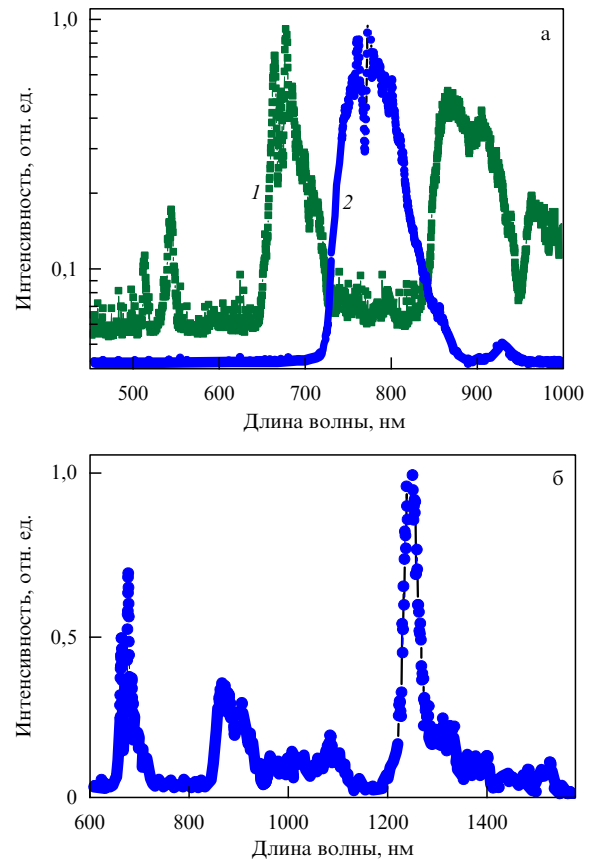


**Рис. 7.** Зависимости дисперсии групповой скорости от длины волны для дублета основных (1, 2) и нескольких высших (3–6) мод МС-волокна с наноструктурированной сердцевиной. Поперечное сечение волокна показано на вставке.

длины волны  $\lambda$  для основной и нескольких высших мод МС-волокна приведены на рис. 7. Анализ пространственного распределения поля в основной моде рассматриваемого световода приводит к следующему значению коэффициента оптической нелинейности для излучения с длиной волны 1,25 мкм:  $\gamma \approx 700 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ .

В качестве источника излучения в экспериментах применяли лазер на кристалле  $\text{Cr}^{4+}$  (форстерит с увеличенной длиной резонатора [85], накачиваемый излучением иттербиевого волоконного лазера мощностью 7,5 Вт). Лазер обеспечивал генерацию импульсов длительностью около 70 фс на центральной длине волны 1,25 мкм со средней мощностью около 150 мВт при частоте повторения 20 МГц. Центральная длина волны излучения хром-форстеритового лазера лежит в области аномальной дисперсии МС-волокна (см. рис. 7). При этих условиях распространение фемтосекундных лазерных импульсов с пиковой мощностью, обеспечиваемой хром-форстеритовым лазером, сопровождается формированием солитонов. Солитоны испытывают низкочастотный сдвиг по мере распространения в волокне за счет запаздывающей части оптической нелинейности [2]. Из-за дисперсии высших порядков нарушается баланс между нелинейностью и дисперсией, необходимый для существования солитона. Возмущения такого рода приводят к испусканию избыточной энергии солитонов в виде дисперсионных волн [87] — интенсивного излучения в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра (рис. 8).

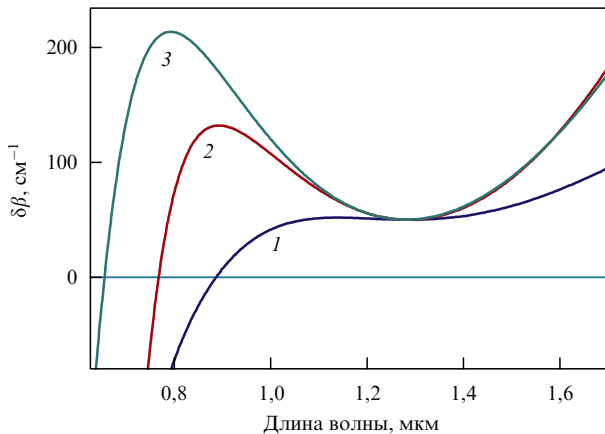
Центральная длина волны испускаемого солитоном излучения определяется условием фазового согласования между солитоном и излучаемой дисперсионной волной. На рисунке 9 представлена расстройка  $\delta\beta = \beta_s(\lambda_0) - \beta(\lambda_d)$  постоянной распространения солитона  $\beta_s(\lambda_0)$  на длине волны излучения накачки,  $\lambda_0 = 1,25 \text{ мкм}$ , и постоянной распространения  $\beta(\lambda_d)$  дисперсионной волны, рассчитанная в зависимости от длины волны  $\lambda_d$ . Сравнение спектров излучения, измеренных на выходе МС-волокна (см. рис. 8), с результатами расчетов (см. рис. 9) показывает, что центральные частоты наблюдающихся в эксперименте наиболее интенсивных спектральных компонент на выходе МС-волокна с хорошей точностью согласуются с частотами, на которых удовлет-



**Рис. 8.** (а) Коротковолновая часть спектра излучения, регистрируемого на выходе МС-волокна с наноструктурированной сердцевиной. Накачка волокна производится лазерным пучком, ориентированным строго по оси волокна (1) и под углом к оси волокна (2). (б) Длинноволновая часть спектра излучения на выходе МС-волокна. Длина волокна 20 см. Энергия входного импульса 2 нДж. Начальная длительность импульса 70 фс. (в) МС-волокно с наноструктурированной сердцевиной, работающей в режиме преобразования частоты фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера в видимую область спектра.

воряется условие фазового согласования  $\delta\beta = 0$  между солитоном и дисперсионной волной.

В соответствии с результатами теоретического анализа спектральный состав излучения на выходе МС-волокна меняется в зависимости от типа волноводной моды, возбуждаемой в волокне (ср. рис. 8, 9). В экспериментах модовый состав излучения варьировался изменением угла наклона лазерного пучка относительно оси волокна. При варьировании энергии излучения накачки и



**Рис. 9.** Расстройка  $\delta\beta$  постоянной распространения солитона  $\beta_s(\lambda_0)$  на длине волны излучения накачки ( $\lambda_0 = 1,25$  мкм) и постоянной распространения  $\beta(\lambda_d)$  дисперсионной волны для основной (1) и двух высших (2, 3) мод МС-световода, рассчитанная в зависимости от длины волны  $\lambda_d$ .

изменении модового состава излучения, распространяющегося в волокне, обеспечивалась перестройка наиболее интенсивных спектральных линий, генерируемых на выходе МС-волокна в области от 0,45 до 1,0 мкм.

#### 4. Сдвиг частоты оптического солитона в МС-световодах

Распространение оптических солитонов в среде с запаздывающей нелинейностью сопровождается постепенным сдвигом центральной частоты солитона в длинноволновую область спектра [2, 88, 89]. В спектральном представлении этот эффект наглядно интерпретируется как вынужденное комбинационное усиление низкочастотной части спектра солитона за счет его высокочастотного крыла. Это явление, получившее название солитонного самосдвига частоты (ССЧ), позволяет создавать волоконно-оптические элементы для перестройки частоты сверхкоротких лазерных импульсов. Микроструктурированные волокна обеспечивают существенное увеличение скорости ССЧ [90–96] за счет высокой степени концентрации лазерного излучения в сердцевине МС-волокна с малой площадью поперечного сечения. Благодаря этому уникальному сочетанию новых возможностей МС-волокна позволяют использовать явление ССЧ для плавной перестройки маломощных импульсов с длительностью огибающей, соответствующей нескольким периодам оптического поля [39, 96], а также реализовать новые удобные и надежные схемы синхронизации импульсов накачки и затравки в оптических параметрических усилителях chirпированных импульсов [40].

В условиях флуктуаций мощности вводимого в волокно импульса сильная зависимость ССЧ от параметров входного импульса приводит к нежелательным изменениям центральной длины волны и флуктуациям времени задержки смещенного по частоте солитона. Этот фактор ограничивает точность временной синхронизации смещенного по частоте солитона со сверхкоротким импульсом затравки в схеме оптического параметрического усиления chirпированных импульсов с использованием явления ССЧ [40]. В настоящей работе показано,

что начальный этап быстрого роста солитонного сдвига частоты с увеличением проходящего импульсом участка волокна может сменяться режимом, в котором рост ССЧ с увеличением длины распространения импульса существенно замедляется. Частотная зависимость дисперсии групповой скорости и обусловленное дифракцией увеличение в области длинных волн эффективной площади волноводной моды приводят к существованию асимптотического предела ССЧ, определяемого профилем дисперсии и видом частотной зависимости площади волноводной моды. Идеальной волноводной структурой для реализации таких режимов ССЧ является МС-волокно, обеспечивающее возможность активного формирования профиля дисперсии и частотной зависимости площади волноводной моды.

Для исследования динамики изменения частоты в нелинейной среде с запаздывающей нелинейностью воспользуемся методом анализа явления ССЧ, разработанным Гордоном [97]. Метод Гордона основан на спектральном преобразовании нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ)

$$-i \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u \quad (9)$$

для огибающей импульса  $u$ . Единицы времени ( $t_s$ ), длины ( $z_s$ ) и мощности ( $P_s$ ) в уравнении (9) выбраны таким образом, что

$$\frac{t_s^2}{z_s} = \frac{\lambda^2 D}{2\pi c} = -\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}, \quad (10)$$

$$P_s z_s = \frac{\lambda A_{\text{eff}}}{2\pi n_2}, \quad (11)$$

где  $\lambda$  и  $\omega$  — длина волны и частота излучения,  $D$  — дисперсия групповой скорости,  $\beta$  и  $A_{\text{eff}}$  — постоянная распространения и эффективная площадь волноводной моды,  $n_2$  — нелинейный показатель преломления материала,  $c$  — скорость света.

Солитонное решение уравнения (9) имеет вид  $u = \text{sech}(t) \exp(iz/2)$ . Длительность такого солитона, определяемая по полувысоте временного профиля мощности,  $\tau = 1,763 t_s$ .

Для учета задержанного во времени нелинейного отклика среды нелинейное слагаемое в правой части уравнения (9) преобразуется следующим образом [97, 98]:

$$|u|^2 u \rightarrow u(t) \int f(\eta) |u(t-\eta)|^2 d\eta, \quad (12)$$

где  $f(\eta)$  — действительная функция, описывающая рамановский отклик материала. Фурье-преобразование этой функции восстанавливает оптическую восприимчивость среды

$$\chi(\Omega) = \int f(\eta) \exp(i\Omega\eta) d\eta,$$

мнимая часть которой определяет коэффициент комбинационного усиления  $\alpha_R(\Omega) = 2 \text{Im} \chi(\Omega)$ .

Спектральное преобразование уравнения (9) с учетом замены (12) приводит к следующему выражению для частотного сдвига на единице длины волокна, выражае-

мой в ТГц км<sup>-1</sup> [97]:

$$\frac{dv}{dz} \approx -\frac{\mu\lambda^2 D}{t_s^3} \int_0^\infty \frac{\Omega^3 R(\Omega/2\pi t_s)}{\sinh^2(\pi\Omega/2)} d\Omega, \quad (13)$$

где  $\mu$  — постоянный множитель,  $R(\Omega/2\pi t_s) = \alpha_R(\Omega)$ .

Использование линейной аппроксимации для функции  $R(\xi)$  (в случае плавленого кварца  $R(\xi) \approx 0,492 \xi/13,2$ ) приводит к ключевой в модели Гордона формуле для величины  $dv/dz$  [97]

$$\frac{dv}{dz} \approx -\frac{\kappa_G}{\tau^4}, \quad (14)$$

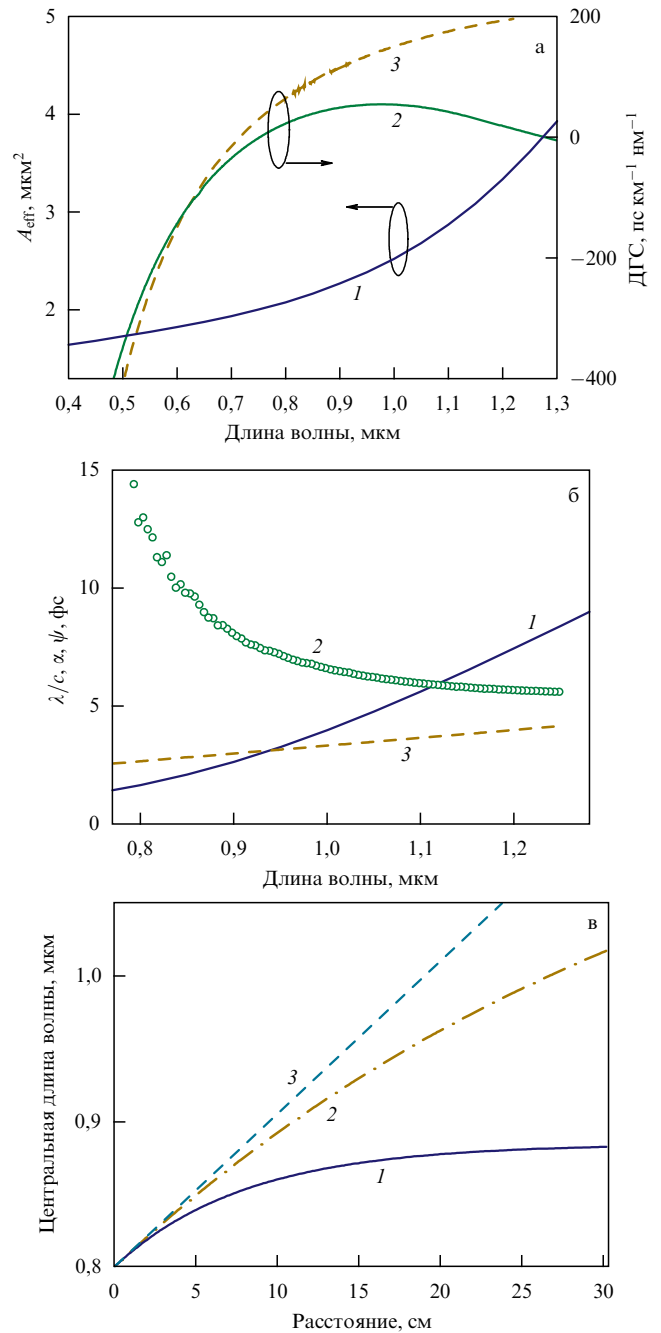
где  $\kappa_G = \kappa_0 \lambda^2 D$  — коэффициент, полагаемый в модели Гордона постоянным. Для рассмотренных в работе значений  $\lambda = 1,5$  мкм,  $D = 15$  пс нм<sup>-1</sup> км<sup>-1</sup> выражение (14) приводит к следующему результату<sup>4</sup>:  $dv/dz \approx -0,0436/\tau^4$ .

Формула Гордона позволила идентифицировать важные тенденции и объяснить ряд интересных свойств ССЧ. С появлением МС-волокон, обеспечивающих радикальное увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и позволяющих достигать частотных сдвигов порядка 600–700 нм в волокнах длиной 15–20 см [90–96], возникает необходимость учета факторов, приводящих к отклонениям от формул Гордона. Численный анализ обобщенного НУШ с учетом вклада запаздывающей части оптической нелинейности (рамановского вклада) указывает на замедление частотного сдвига солитона [99, 100], а также сверхкороткого импульса более общего вида [101] по мере распространения излучения в оптическом волокне. Результаты численных расчетов, представленных в работах [99, 100, 102, 103], прямо указывают на замедление ССЧ, вызванное частотной зависимостью эффективной площади волноводной моды. Для практического использования явления ССЧ остроактуальна задача поиска путей снижения чувствительности ССЧ и времени задержки смещенного по частоте солитона от параметров входных импульсов. Решение последней задачи оказывается тесно связанным с анализом физических факторов, приводящих к замедлению ССЧ по сравнению со скоростью частотного сдвига, диктуемой формулой Гордона (14).

Для анализа физических факторов, которые могут приводить к замедлению ССЧ в оптическом волокне, воспользуемся выражениями (10) и (11) и преобразуем формулу (14) к виду

$$\frac{dv}{dz} \approx -\frac{0,104\kappa_0}{\lambda^4 A_{\text{эф}}^2 D}. \quad (15)$$

Помимо явной зависимости от длины волны в выражение (15) входят ДГС и эффективная площадь волноводной моды, которые изменяются по мере смещения центральной частоты солитона вследствие ССЧ. Волноводные моды, как правило, более компактны для коротких длин волн и характеризуются большей эффективной площадью для длинноволнового излучения. В случае МС-волокон зависимость  $A_{\text{эф}}(\lambda)$  определяется структурой поперечного сечения волокна и для широ-



**Рис. 10.** (а) Характерные для кварцевого МС-волокна зависимости эффективной площади моды (1) и дисперсии групповой скорости (2, 3) от длины волны. (б) Зависимость параметров  $\alpha$  (1),  $\psi$  (2) и  $\lambda/c$  (3) от длины волны излучения для оптического волокна с профилем  $A_{\text{эф}}(\lambda)$ , соответствующим кривой 1 на рис. 10а, и профилем дисперсии, показанным кривой 3 на рис. 10а. (в) Зависимость центральной длины волны солитона от расстояния, проходимого солитоном в среде с запаздывающим нелинейно-оптическим откликом, для различных режимов ССЧ: 1 —  $l_x = 10$  см,  $l_z = 37$  см; 2 —  $\alpha = 0$ ,  $l_z = 37$  см; 3 —  $\theta \neq 0$ .

кого класса МС-волокон оказывается достаточно сильной (рис. 10а). Ниже показано, что частотная зависимость эффективной площади моды может оказаться основным физическим фактором, приводящим к замедлению ССЧ.

Для качественного учета эффектов, связанных с изменением ДГС и эффективной площади моды, выра-

<sup>4</sup> Выражение приводится в оригинальной записи Гордона [97]. Численный коэффициент, входящий в это выражение, имеет размерность с<sup>3</sup> км<sup>-1</sup>.

зим  $D$  через  $\beta_2 = \partial^2 \beta / \partial \omega^2$ :  $D = -(2\pi c / \lambda^2) \beta_2$ , и предст-  
вим величины, входящие в знаменатель выражения (15), в  
виде рядов Тейлора с центром в точке  $\lambda_0$ :

$$\lambda^2 \approx \lambda_0^2 \left( 1 - \frac{2\lambda_0}{c} v \right), \quad (16)$$

$$A_{\text{eff}}^2 \approx A_0^2 (1 - 2\alpha v), \quad (17)$$

$$\beta_2 \approx \beta_{20} \left( 1 - \frac{2\pi\beta_{30}}{|\beta_{20}|} v \right), \quad (18)$$

где  $A_0 = A_{\text{eff}}(\lambda_0)$ ,  $\alpha = -A_0^{-1} (\partial A_{\text{eff}} / \partial v)|_{\lambda=\lambda_0}$ ,  $\beta_{30} = \partial^3 \beta / \partial \omega^3|_{\lambda=\lambda_0}$  — коэффициент, описывающий дисперсию третьего порядка. Коэффициент  $\alpha$  в разложении  $A_{\text{eff}}$  введен с учетом характера зависимости эффективной площади моды от длины волны, так что  $\alpha > 0$ . При записи степенного ряда для  $\beta_2$  учтено условие  $\beta_2 < 0$ , необходимое для образования солитона.

Подставляя ряды (16)–(18) в выражение (15), полу-  
чаем

$$\frac{dv}{dz} \approx -\frac{\kappa_G}{\tau^4} (1 + \theta v). \quad (19)$$

Здесь

$$\theta = 2 \left( \frac{\lambda_0}{c} + \alpha + \psi \right), \quad (20)$$

где  $\psi = \pi\beta_{30}/|\beta_{20}|$ .

Интегрирование уравнения (19) приводит к следующему выражению для солитонного сдвига частоты:

$$v(z) = \frac{1}{\theta} \left[ \exp \left( -\theta \frac{\kappa_G}{\tau^4} z \right) - 1 \right]. \quad (21)$$

В режиме  $\theta\kappa_G\tau^{-4}z \ll 1$  выражение (21) приводится к формуле Гордона (14). По мере распространения солитона по волокну его солитонный сдвиг замедляется. Выражение (21) указывает на существование верхнего предела ССЧ: при  $\theta\kappa_G\tau^{-4}z \gg 1$  имеем  $v(z) \rightarrow -\theta^{-1}$ .

Как следует из формул (20) и (21), замедление ССЧ связано с плавным изменением локальных параметров солитона в процессе его распространения по волокну из-за перестройки его центральной длины волны, а также частотной зависимости ДГС и эффективной площади моды. Для учета каждого из этих факторов введем следующие характерные пространственные масштабы:  $l_\lambda = c\tau^4(2\lambda_0\kappa_G)^{-1}$ ,  $l_\alpha = \tau^4(2\alpha\kappa_G)^{-1}$ ,  $l_D = \tau^4|\beta_{20}|(2\pi\beta_{30}\kappa_G)^{-1}$ . На рисунке 10а представлены характерные зависимости эффективной площади моды и ДГС для МС-волокон [39, 40, 95, 96, 104]. Видно (кривая 1), что при изменении длины волны от 0,8 до 1,3 мкм (характерный ССЧ импульсов длительностью около 6 фс в экспериментах [40]) эффективная площадь моды может увеличиваться более чем в 2 раза. Профиль ДГС МС-волокон модифицируется путем изменения структуры поперечного сечения волокна. Кривые 2 и 3 на рис. 10а соответствуют двум характерным профилям ДГС. В первом случае (кривая 2) структура МС-волокна обеспечивает наличие двух нулей ДГС, ограничивающих область существования солитонов. Во втором случае (кривая 3) при изменении длины волны от 0,8 до 1,3 мкм ДГС изменяется от 63 до 210 пс нм<sup>-1</sup> км<sup>-1</sup>, оказывая значительное влияние на скорость ССЧ.

На рисунке 10б представлены зависимости параметров  $\psi$ ,  $\alpha$  и  $\lambda/c$ , определяющих согласно выражениям (12), (13) скорость ССЧ, от длины волны. Как следует из приведенных результатов, на начальном этапе ССЧ основным фактором, замедляющим частотный сдвиг солитона по сравнению с законом Гордона является дисперсия высоких порядков. Однако по мере сдвига солитона в низкочастотную область увеличивается вклад дифракционного механизма, который становится доминирующим фактором ограничения ССЧ в ближнем ИК-диапазоне (для  $\lambda > 1,1$  мкм на рис. 10б).

На рисунке 10в иллюстрируется явление замедления ССЧ, вызванное изменением центральной длины волны солитона и частотной зависимостью площади волноводной моды. Центральная длина волны импульса излучения на входе в волокно полагается равной 800 нм. Для характерных параметров кварцевого МС-волокна,  $D \approx 25$  пс нм<sup>-1</sup> км<sup>-1</sup>,  $A_0 \approx 2,1$  мкм<sup>2</sup>,  $n_2 \approx 3 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup> Вт<sup>-1</sup>, имеем  $\kappa_G\tau^{-4} \approx 5$  ТГц см<sup>-1</sup>. При этих условиях  $l_\lambda \approx 37$  см. Для частотной зависимости эффективной площади моды, представленной кривой 1 на рис. 10а, имеем  $l_\alpha \approx 10$  см. Кривая 1 на рис. 10в описывает изменение центральной частоты солитона с учетом конечных значений  $l_\lambda$  и  $l_\alpha$  в предположении постоянства ДГС. Тенденция к ограничению ССЧ проявляется на характерной длине  $l_s = (l_\alpha^{-1} + l_\lambda^{-1})^{-1} \approx 8$  см. В приближении постоянной площади волноводной моды имеем  $l_s = l_\lambda \approx 37$  см. В этом режиме тенденция к ограничению ССЧ проявляется на гораздо больших длинах (кривая 2 на рис. 10в).

Пренебрежение изменением локальных параметров солитона вследствие изменения центральной длины волны, ДГС и эффективной площади моды приводит к неограниченному росту центральной длины волны излучения (кривая 3 на рис. 10в). В этом режиме центральная длина волны оптического солитона на выходе из волокна наиболее чувствительна к малым флуктуациям мощности вводимого в волокно лазерного импульса. Замедление ССЧ, связанное с рассмотренными выше факторами, уменьшает нежелательные изменения центральной длины волны и флуктуации времени задержки смещенного по частоте солитона относительно импульса на входе волокна. Это обстоятельство позволяет улучшить точность временной синхронизации импульсов накачки и затравки в схеме оптического параметрического усиления chirпированных импульсов на основе ССЧ.

## 5. Генерация третьей гармоники в условиях солитонного сдвига частоты импульса накачки в МС-световодах

Генерация третьей гармоники (ГТГ) — одно из ключевых явлений нелинейной оптики [105]. Эффект ГТГ широко используется для преобразования частоты лазерного излучения, а также применяется в качестве метода нелинейно-оптической спектроскопии и микроскопии для получения информации о структуре материалов и свойствах быстропротекающих процессов в объектах физической, химической и биологической природы [106, 107]. МС-световоды позволяют наблюдать новые, необычные режимы ГТГ [108–116]. Сверхкороткие световые импульсы, распространяющиеся в МС-световодах в режиме аномальной дисперсии, формируют оптические солитоны, которые претерпевают низкочастотный спект-



ральный сдвиг, обусловленный запаздывающей оптической нелинейностью материала волокна (см. раздел 4 настоящего обзора). Испытывающие непрерывный спектральный сдвиг интенсивные оптические солитоны могут служить полем накачки для процесса ГТГ [117]. В многомодовых для коротковолнового излучения световодах непрерывно смещаемая частота солитона проходит последовательность резонансов фазового согласования с волноводными модами поля третьей гармоники. Как следствие, в спектре третьей гармоники на выходе волокна наблюдаются последовательности интенсивных пиков, центральные частоты которых существенно отличаются от утроенной начальной частоты поля накачки на входе в волокно [118, 119].

Максимальная эффективность процесса ГТГ достигается в условиях согласования фаз поля накачки и поля третьей гармоники. Ввиду того, что дисперсия солитона отличается от дисперсии обычной распространяющейся в среде волны, условия фазового согласования для процесса ГТГ (как и для четырехволновых взаимодействий более общего вида [120–122]) в поле солитонной накачки не совпадают с условиями фазового синхронизма для процесса ГТГ в обычном режиме. Для анализа условий фазового согласования солитонной накачки и несолитонной (дисперсионной) волны третьей гармоники представим поле солитонной накачки в следующем виде:

$$A = \psi(\xi) \exp \{ -i\omega_s t + i[\beta_n(\omega_s) + q]z \}. \quad (22)$$

Здесь  $\xi = t - z/v_g$  — время в сопровождающей системе отсчета,  $\beta_n$  — постоянная распространения волноводной моды с модовым индексом  $n$ ,  $z$  — продольная координата, отсчитываемая вдоль направления распространения поля,  $\omega_s$ ,  $v_g$  — центральная частота и групповая скорость солитона,  $\psi(\xi)$  — временная огибающая,  $q = \gamma P/2$ ,  $\gamma$  — коэффициент оптической нелинейности,  $P$  — пиковая мощность.

Фурье-представление поля  $A$  записывается как

$$A = \int \widehat{F}(\omega) \exp \left\{ -i(\omega_s - \omega)t + i \left[ \beta_n(\omega_s) + q - \frac{\omega_s - \omega}{v_g} \right] z \right\} d\omega, \quad (23)$$

где  $\widehat{F}(\omega)$  — спектр солитона,

$$\beta_{sol}(\omega) = \beta_n(\omega_s) + q + \frac{\omega - \omega_s}{v_g} \quad (24)$$

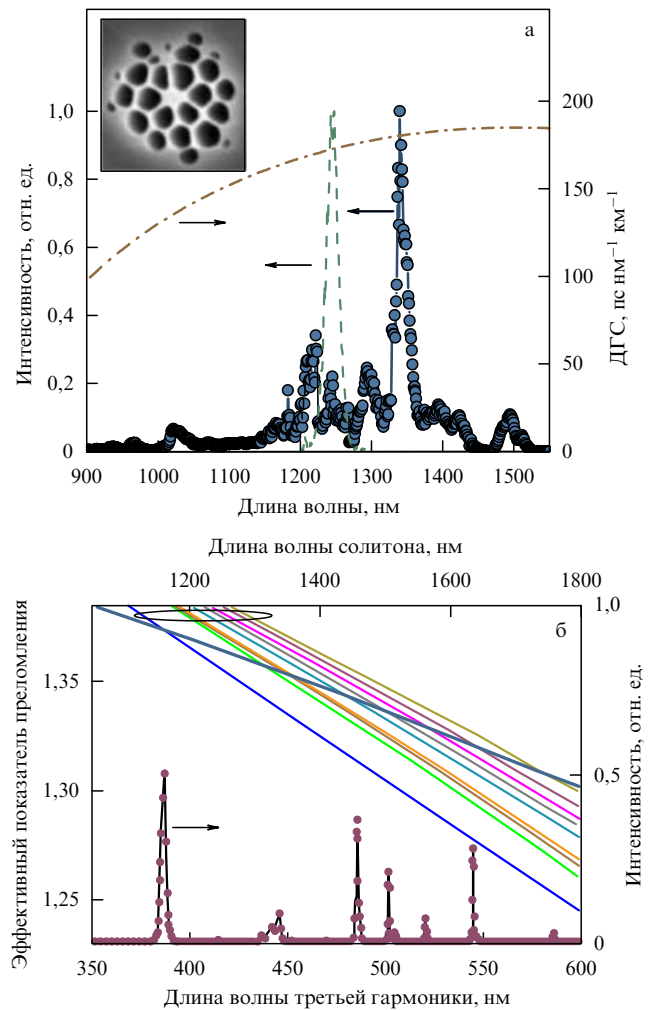
— постоянная распространения солитона (см. также [87, 117, 123]).

Эффективный показатель преломления для волноводной моды поля третьей гармоники определяется выражением  $n_m(3\omega) = \beta_{TH}(3\omega) c/3\omega$ , где  $\beta_{TH}(3\omega) = \beta_m(3\omega)$  — постоянная распространения моды  $m$  на частоте третьей гармоники. При этом условии фазового согласования для процесса ГТГ имеет вид

$$n_m(3\omega) = n_{sol}(\omega), \quad (25)$$

где  $n_{sol}(\omega) = \beta_{sol}(\omega)/k$  — эффективный показатель преломления солитона,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны.

На рисунке 11а, б представлены результаты экспериментального исследования процесса ГТГ в МС-свето-



**Рис. 11.** (а) Спектральный профиль дисперсии групповой скорости (штрихпунктирная кривая) МС-световода со структурой поперечного сечения, показанной на вставке. Штриховой линией показан начальный спектр фемтосекундного импульса хром-форстеритового лазера на входе в МС-световод. Точками, соединенными сплошной линией, представлен спектр излучения на выходе МС-световода длиной 12 см. Начальная энергия лазерного импульса 0,5 нДж. (б) Соединенными сплошной линией точками показан спектр третьей гармоники на выходе МС-световода длиной 30 см. Начальная длительность импульса накачки 120 фс, его энергия 2 нДж. Полуштриховой сплошной линией показана зависимость эффективного показателя преломления солитона  $n_{sol}$  от длины волны. Светлыми сплошными линиями показаны зависимости эффективных показателей преломления  $n_m$  различных волноводных мод.

водах [119], иллюстрирующие наиболее важные свойства этого явления в поле солитонной накачки. Фемтосекундные импульсы хром-форстеритового лазера с начальным спектром, представленным штриховой кривой на рис. 11а, распространяются в МС-световоде со структурой поперечного сечения, показанной там же на вставке. Центральная длина волны излучения хром-форстеритового лазера лежит в области аномальной дисперсии МС-волокна, имеющего спектральный профиль дисперсии групповой скорости, который представлен штрих-пунктирной кривой на рис. 11а. Солитон, формируемый в волокне лазерным импульсом, испытывает низкочастотный сдвиг, связанный с запаздывающей оптической нелинейностью кварца. На выходе МС-волокна длиной около 12 см спектр импульса с начальной энергией около



0,5 нДж оказывается смещен в низкочастотную область примерно на 100 нм (рис. 11а).

Распространение лазерного излучения вдоль МС-световода сопровождается генерацией третьей гармоники, приводящей к появлению интенсивных изолированных пиков в спектральной области 380–550 нм (рис. 11б). Частоты, на которых наблюдаются эти пики, с высокой точностью согласуются с частотами, на которых достигается равенство эффективного показателя преломления солитона  $n_{\text{sol}}(\omega)$  (полужирная сплошная линия на рис. 11б) и эффективного показателя преломления одной из волноводных мод на частоте  $3\omega$  (светлые сплошные линии на рис. 11б). Выполнению условия фазового согласования (25) на рис. 11б соответствует пересечение линии  $n_{\text{sol}}(\lambda)$  с дисперсионной зависимостью  $n_m(\lambda/3)$  одной из волноводных мод. Состав спектра третьей гармоники на выходе МС-световода может перестраиваться путем изменения параметров импульса накачки. Таким образом, МС-волокна с благоприятным профилем дисперсии, обеспечивающие высокую эффективность процесса ГТГ в поле солитонной накачки, позволяют существенно расширить функциональные возможности фемтосекундных лазерных источников ИК-диапазона, что открывает пути использования таких лазерных систем для инициирования и времяразрешенного исследования широкого класса фотохимических и фотобиологических процессов.

## 6. Нелинейно-оптическое преобразование наносекундных лазерных импульсов и управляемая генерация суперконтинуума в МС-световодах

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 [124–126], а также для непрерывного лазерного излучения [127, 128] 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 [31, 129, 130]. В этом разделе обсуждаются особенности генерации суперконтинуума в МС-волокнах, обусловленные сильной параметрической связью стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент наносекундных импульсов накачки. Представленные здесь результаты экспериментов показывают возможность применения 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. Использование перестраиваемого по частоте источника накачки позволило определить режимы, обеспечивающие наиболее эффективное преобразование наносекундных лазерных импульсов в широкополосное излучение суперконтинуума. Представленные в настоящем разделе результаты показывают, что сильная параметрическая связь стоксовых и анти-

стоксовых ВКР-компонент, возникающая вблизи нуля дисперсии групповой скорости, позволяет существенно увеличить спектральную ширину и повысить качество спектра излучения суперконтинуума.

### 6.1. Фазовое согласование для четырехволнового взаимодействия в микро- и нановолноводах

**6.1.1. Четырехволновое взаимодействие.** Процесс четырехволнового взаимодействия, сопровождающий распространение лазерного излучения с частотой  $\omega_p$  в нелинейно-оптическом световоде, приводит к генерации новых частотных компонент вследствие 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-взаимодействия требуется выполнение условия фазового согласования

$$\Delta\beta = \beta_a + \beta_s - 2\beta_p, \quad (26)$$

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 [2] и к зависимости условия фазового согласования (26) 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  $\omega_p$ :

$$\beta_s \approx 2\gamma P + \beta_p - \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)_{\omega_p} \Omega + \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^2}{2} - \left(\frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^3}{6} + \left(\frac{\partial^4\beta}{\partial\omega^4}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^4}{24} + \dots, \quad (27)$$

$$\beta_a \approx 2\gamma P + \beta_p + \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)_{\omega_p} \Omega + \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^2}{2} + \left(\frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^3}{6} + \left(\frac{\partial^4\beta}{\partial\omega^4}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^4}{24} + \dots, \quad (28)$$

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 (27), (28) условие фазового согласования (26) может быть представлено в виде

$$\Delta\beta \approx 2\gamma P + \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_p} \Omega^2 + \left(\frac{\partial^4\beta}{\partial\omega^4}\right)_{\omega_p} \frac{\Omega^4}{12} + \dots \quad (29)$$

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 синх-

ронизм для процесса ЧВВ, имеет вид

$$\Omega \approx \left( \frac{2\gamma P}{|\beta_2|} \right)^{1/2}, \quad (30)$$

где  $\beta_2 = (\partial^2 \beta / \partial \omega^2)_{\omega_p}$  — параметр, определяющий ДГС волноводной моды на частоте поля накачки. Как следует из выражений (29) и (30), 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.

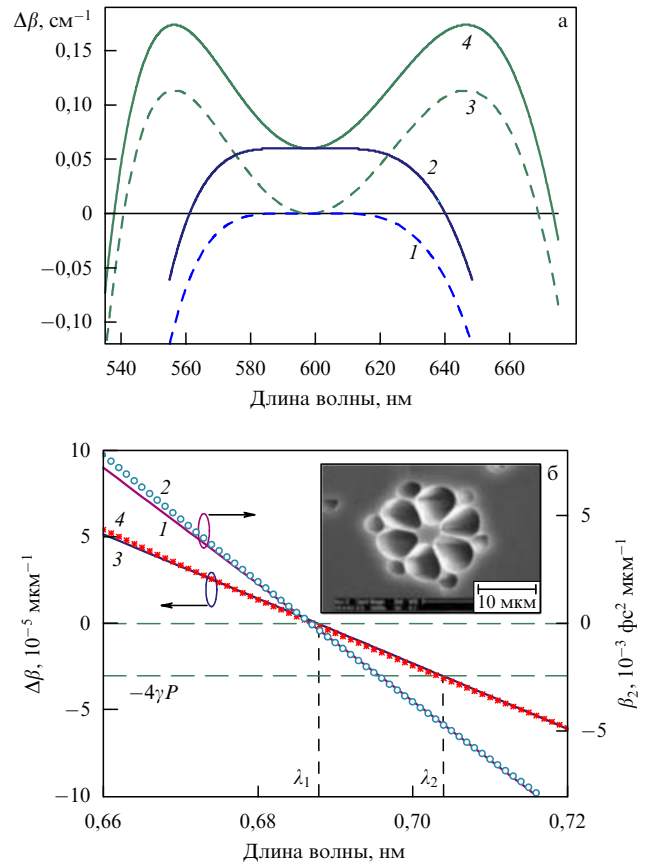
В общем случае частотный профиль дисперсии волноводных мод довольно сложен. Для его описания часто оказывается недостаточно ограничиться в выражениях (27), (28) учетом слагаемых линейных, квадратичных и кубичных по  $\Omega$ . Для более точного учета свойств дисперсии волноводных структур был выполнен расчет расстройки постоянных распространения  $\Delta\beta$  для ЧВВ-процесса  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$  с полем накачки, имеющим длину волны  $\lambda_p = 598$  нм, распространяющимся в основной моде в волноводной структуре с кварцевой оболочкой и воздушной сердцевинкой.

В качестве модели световодной структуры, обеспечивающей малую площадь волноводной моды и высокую оптическую нелинейность, рассмотрим цилиндрический стержень радиусом  $a$ , состоящий из прозрачного диэлектрического материала с показателем преломления  $n_1$  и окруженный прозрачным диэлектриком с показателем преломления  $n_2$ . Предположим, что волновод имеет кварцевую сердцевину ( $n_1$  рассчитывается по формуле Селлмейера для плавленого кварца [2]) и воздушную оболочку. На рисунке 12а 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  $\gamma P = 6$  м<sup>-1</sup>. 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. 12а, для волновода с радиусом сердцевинки  $a = 627$  нм синхронный процесс ЧВВ при  $\gamma P = 6$  м<sup>-1</sup> реализуется для стоксова и антистоксова сигналов с длинами волн  $\lambda_s \approx 641$  нм,  $\lambda_a \approx 560$  нм. При том же значении параметра  $\gamma P$  волновод радиусом  $a = 630$  нм обеспечивает фазовый синхронизм на длинах волн  $\lambda_s \approx 538$  нм,  $\lambda_a \approx 673$  нм.

**6.1.2. 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  $\Omega_R \approx 440$  см<sup>-1</sup> [2]. 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  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ .



**Рис. 12.** (а) Зависимость 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 627 нм (1, 2) и 630 нм (3, 4). Длина волны излучения накачки 598 нм. Параметр  $\gamma P$  полагается равным 0 (1, 3) и 6 м<sup>-1</sup> (2, 4). (б) Свойства дисперсии и фазового согласования ЧВВ в боковом кварцевом микроканальном волноводе МС-волокна с радиусом  $a \approx 0,9$  мкм: 1 — зависимость параметра дисперсии  $\beta_2$  от длины волны излучения накачки, 2 — аппроксимация зависимости параметра  $\beta_2$  от длины волны излучения накачки по формуле (42), 3 — 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, 4 — аппроксимация зависимости  $\Delta\beta_R$  от длины волны излучения накачки по формуле (43). Штриховые горизонтальные линии показывают границы области  $0 > \Delta\beta_R > -4\gamma P$  для пиковой мощности излучения накачки  $P = 80$  Вт. На вставке приведено поперечное сечение среза МС-волокна, полученное методом сканирующей электронной микроскопии.

Согласно общей теории ВКР [105, 131] имеются две частотные области, в которых осуществляется сильная связь между стоксовой и антистоксовой ВКР-компонентами. Они лежат по разные стороны от частоты, обеспечивающей выполнение условия фазового согласования (26) 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 можно записать как

$$\Delta\beta_R \approx \beta_2(\omega_p) \Omega_R^2. \quad (31)$$

Принципиальное отличие явления ВКР в световодах от классического варианта ВКР в газовых средах связано со значительной асимметрией частотной зависимости

коэффициента усиления стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент относительно частоты, на которой выполняется условие  $\Delta\beta_R = 0$ . Для доказательства этого утверждения воспользуемся общей теорией ВКР в формулировке Шена и Бломбергера [105, 131], представив медленно меняющиеся амплитуды стоксовой и антистоксовой составляющих поля в виде

$$E_s = [A_s \exp(i\Delta K_+ z) + B_s \exp(i\Delta K_- z)] \exp[(i\beta_s - \alpha_s) z], \quad (32)$$

$$E_a^* = [A_a^* \exp(i\Delta K_+ z) + B_a^* \exp(i\Delta K_- z)] \times \exp[(-i\beta_a + i\Delta\beta_R - \alpha_a) z], \quad (33)$$

где

$$\Delta K_{\pm} = \pm \left[ \left( \frac{\Delta\beta_R}{2} \right)^2 + \Delta\beta_R Q \right]^{1/2} - \frac{\Delta\beta_R}{2}, \quad (34)$$

$$Q = \frac{2\pi\omega_s^2}{c^2\beta_s} \chi^{(3)} |E_p|^2, \quad (35)$$

$\chi^{(3)}$  — нелинейно-оптическая восприимчивость среды третьего порядка,  $E_p$  — амплитуда поля накачки.

При больших фазовых расстройках,  $|\Delta\beta_R| \gg |Q|$ , стоксова и антистоксова ВКР-компоненты не связаны друг с другом. При этом антистоксова составляющая поля затухает, а для стоксовой компоненты реализуется обычный режим усиления с коэффициентом, равным  $G_R = 2 \operatorname{Im} \Delta K_-$ . В случае точного синхронизма,  $\Delta\beta_R = 0$ , связь между стоксовой и антистоксовой ВКР-компонентами максимальна, однако экспоненциальный рост не наблюдается ни для одной из ВКР-компонент. Эти два предельных режима рассмотрены в классических трудах по нелинейной оптике [105, 131].

Здесь мы подробнее остановимся на наиболее интересном для нас режиме ВКР, характеризующемся малыми ненулевыми фазовыми расстройками,  $|\Delta\beta_R| \ll |Q|$ . В этом режиме выражение (34) приводит к следующему результату:

$$\Delta K_{\pm} \approx \pm (\Delta\beta_R Q)^{1/2}. \quad (36)$$

Как следует из формул (32) и (33), в случае  $\Delta\beta_R > 0$  коэффициент усиления стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент определяется выражением

$$G_1(|\Delta\beta_R|) \approx (|\Delta\beta_R| \rho)^{1/2} \sin \frac{\varepsilon}{2}, \quad (37)$$

где введены амплитуда  $\rho = [(\operatorname{Re} Q)^2 + (\operatorname{Im} Q)^2]^{1/2}$  и аргумент  $\tan \varepsilon = \operatorname{Im} Q / \operatorname{Re} Q$  комплексного параметра  $Q$ .

В случае  $\Delta\beta_R < 0$  для коэффициента усиления стоксовой и антистоксовой ВКР-составляющих имеем

$$G_2(|\Delta\beta_R|) \approx (|\Delta\beta_R| \rho)^{1/2} \cos \frac{\varepsilon}{2}. \quad (38)$$

Отношение

$$\frac{G_2}{G_1} \approx \cot \frac{\varepsilon}{2} \quad (39)$$

характеризует степень асимметрии частотной зависимости коэффициента ВКР-усиления относительно частоты, на которой выполняется условие  $\Delta\beta_R = 0$ .

Для характерного случая сильного комбинационного резонанса в газовой фазе в спектральной области, соответствующей максимальному ВКР-усилению, имеем

$$|\operatorname{Im} Q| \propto |\chi_R^{(3)}| \gg |\operatorname{Re} Q| \propto |\chi_{nr}^{(3)}|,$$

где  $|\chi_R^{(3)}|$  — резонансная составляющая нелинейно-оптической восприимчивости третьего порядка,  $|\chi_{nr}^{(3)}|$  — нерезонансная часть нелинейно-оптической восприимчивости. В этом режиме

$$\varepsilon \approx \frac{\pi}{2} - \frac{\operatorname{Re} Q}{\operatorname{Im} Q},$$

и выражение (39) приводит к следующему результату:

$$\frac{G_2}{G_1} \approx 1 + \frac{\operatorname{Re} Q}{\operatorname{Im} Q}.$$

Небольшая асимметрия частотной зависимости коэффициента ВКР-усиления относительно точки  $\Delta\beta_R = 0$  в этом случае обусловлена нерезонансной частью нелинейной восприимчивости.

Для кварцевых световодов уже комбинационно-активная часть нелинейно-оптической восприимчивости представляет собой небольшой (18 %) по сравнению с электронной составляющей (82 %) вклад в суммарный нелинейно-оптический отклик среды. Воспользовавшись стандартной моделью лоренцева профиля линии ВКР-усиления, представим действительную и мнимую части параметра  $Q$  в виде

$$\operatorname{Re} Q = Q_{nr} + \frac{Q_R}{1 + \Omega^2/\Omega_0^2}, \quad (40)$$

$$\operatorname{Im} Q = \frac{\Omega}{\Omega_0} \frac{Q_R}{1 + \Omega^2/\Omega_0^2}, \quad (41)$$

где  $\Omega$  — частотная отстройка от центральной частоты,  $\Omega_0$  — ширина линии,  $Q_R$  — амплитуда комбинационного резонанса,  $Q_{nr}$  — действительный параметр, определяемый нерезонансной (электронной) частью нелинейно-оптической восприимчивости.

На частоте  $\Omega = \Omega_0$  выражения (40), (41) приводят к следующему результату:  $G_2/G_1 \approx 4Q_{nr}/Q_R$ . Ввиду того, что электронная составляющая нелинейно-оптического отклика плавного кварца существенно больше его комбинационно-активной составляющей, в области  $\Delta\beta_R < 0$  следует ожидать значительно более высоких коэффициентов усиления стоксовой и антистоксовой ВКР-составляющих поля, чем в области  $\Delta\beta_R > 0$ .

Представленные на рис. 126 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 этому рисунку. Радиус микроканального волновода составляет 0,9 мкм. Сплошной линией 1 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 2 на рис. 126) выражением

$$\beta_2(\omega_p) \approx \beta_3(\omega_0) \delta\omega, \quad (42)$$

где  $\beta_3 = \partial^3 \beta / \partial \omega^3$ ,  $\delta\omega = \omega_p - \omega_0$ .

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

$$\Delta\beta_R \approx \beta_3(\omega_0) \Omega_R^2 \delta\omega. \quad (43)$$

Для оценки точности аппроксимации (43) производилось сравнение зависимости параметра  $\Delta\beta_R$  от длины волны излучения накачки, рассчитанной с использованием полного профиля дисперсии рассматриваемого микроканального волновода, полученного методами численного анализа (линия 3 на рис. 12б). Сравнение результатов расчетов, представленных на рис. 12б, показывает, что в ограниченном спектральном диапазоне погрешность вычисления параметра  $\Delta\beta_R$  с использованием приближенного выражения (43) не превышает нескольких процентов.

С помощью выражения (43) из условия сильной ЧВВ-связи стоксовой и антистоксовой ВКР-составляющих

$$0 > \Delta\beta_R > -4\gamma P \quad (44)$$

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:

$$|\Delta\omega_R| \approx 4\gamma P [\beta_3(\omega_0)]^{-1} \Omega_R^{-2}. \quad (45)$$

Штриховые вертикальные линии на рис. 12б соответствуют границам спектрального диапазона ( $\lambda_1 \approx 688$  нм,  $\lambda_2 \approx 704$  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 росту 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.

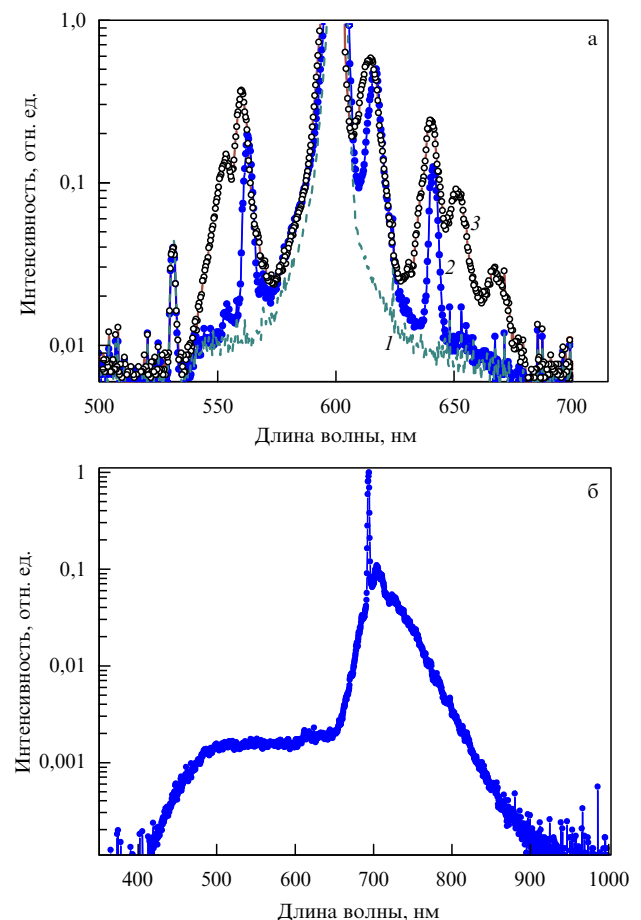
## 6.2. Нелинейно-оптическое преобразование наносекундных лазерных импульсов в МС-световодах

В экспериментах [132] исследовались боковые микроканальные волноводы диаметром 0,5–2 мкм, расположенные в узлах МС-оболочки (см. вставку на рис. 12б) кварцевых световодов, изготовленных [133–135] 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, накачиваемый излучением второй гармоники лазера на

гранате с неодимом, работавшего в режиме модуляции добротности. Импульсы второй гармоники, применявшиеся 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 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 с наивысшей эффективностью ЧВВ- и ВКР-преобразования 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. 13) осуществлялось путем жесткой фокусировки излучения лазера на красителе на входной торце волокна, позиционированного таким образом, чтобы обеспечить соосность и максимальное пространственное перекрытие лазерного пучка и микроканального волновода в поперечной плоскости. Спектр излучения на выходе волновода измерялся с



**Рис. 13.** (а) 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 Вт (штриховая кривая 1), 40 Вт (кривая 2) и 80 Вт (кривая 3). (б) Генерация широкополосного излучения в микроканальном волноводе кварцевого МС-волокна длиной 100 см в отсутствие связи стоксовой и антистоксовой компонент при  $\gamma P \approx 10$  м<sup>-1</sup>.

помощью спектроанализатора OceanOptics®. Поиск режимов эффективного ЧВВ-преобразования лазерного излучения осуществлялся сканированием частоты излучения лазера на красителе.

На рисунке 13а представлены характерные спектры излучения, регистрируемые на выходе микроканального волновода с радиусом световодной жилы около 630 нм. В соответствии с результатами расчетов, представленными на рис. 12а (см. раздел 6.1.1), длина волны излучения накачки сканировалась в диапазоне 590–610 нм. Как следует из представленных на рис. 13а 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 волноводов МС-волокна с поперечной структурой, показанной на вставке к рис. 12б, коэффициент нелинейности для кварцевых микроволноводов с характерным радиусом  $a \approx 0,63$  мкм для излучения с длиной волны 600 нм составляет  $\gamma \approx 150$  Вт<sup>-1</sup> км<sup>-1</sup>. Таким образом, оптическая нелинейность исследуемых в обсуждаемых экспериментах волноводных структур на порядок превышает характерные значения оптической нелинейности для стандартных световодов.

Зависимость  $I$  на рис. 13а представляет собой спектр излучения, регистрируемый на выходе микроканального волокна 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 волокна для такой пиковой мощности излучения значительно меньше длины нелинейно-оптического взаимодействия, изменения спектра излучения на выходе волокна незначительны.

При увеличении пиковой мощности импульса накачки в спектре излучения на выходе волновода наблюдаются интенсивные боковые компоненты (кривые 2 и 3 на рис. 13а). При пиковой мощности излучения накачки  $P \approx 40$  Вт ( $I_{nl} \approx 17$  см) длины волны стоксовой и антистоксовой компонент в спектре прошедшего излучения составляют  $\lambda_s \approx 641$  нм,  $\lambda_a \approx 560$  нм (кривая 2 на рис. 13а), что с высокой точностью согласуется с результатами приведенного в разделе 6.1.1 анализа фазового согласования для ЧВВ-процесса  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$  (ср. рис. 12а и 13а). При дальнейшем увеличении мощности накачки наблюдается уширение боковых компонент в спектре прошедшего излучения (кривая 3 на рис. 13а), приводящее в конечном счете к генерации излучения с широким непрерывным спектром.

Интенсивный пик с длиной волны 614 нм, наблюдаемый в спектрах на рис. 13а, 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 этих экспериментах, как следует из рис. 12а и 13, выполняются для частотных отстроек  $\Omega$ , существенно превышающих  $\Omega_R$ .

В соответствии с результатами теоретического анализа, представленного в разделе 6.1.2, условия сильной связи стоксовой и антистоксовой ВКР-компонент реализуются в боковом кварцевом микроволноводе МС-волокна (см. вставку на рис. 12б) с радиусом  $a \approx 0,9$  мкм.

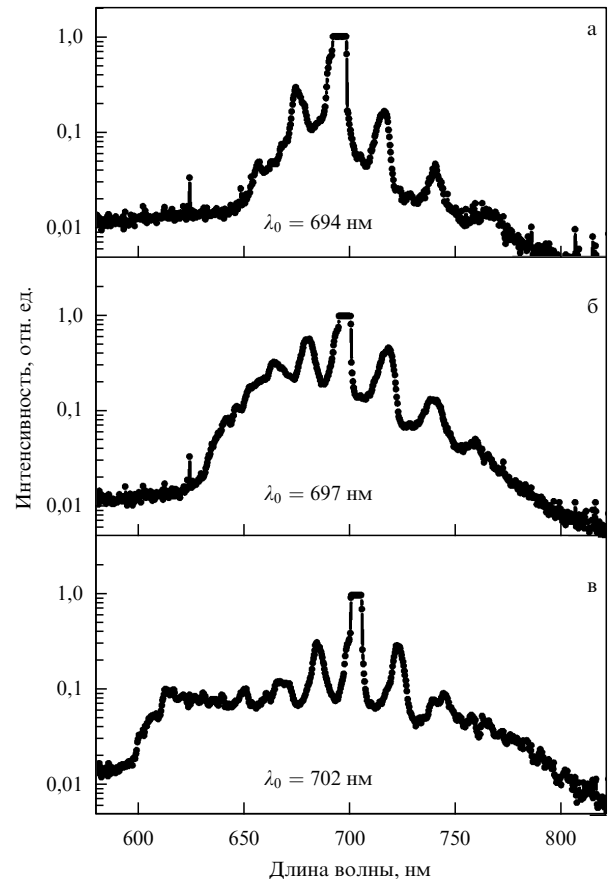


Рис. 14. Спектры излучения, регистрируемые на выходе микроканального волновода диаметром 0,9 мкм и длиной 85 см. Импульс излучения накачки на входе в волновод имеет пиковую мощность 80 Вт и центральную длину волны 694 нм (а), 697 нм (б), 702 нм (в).

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. 14). При достаточно высоких пиковых мощностях излучения накачки явления фазовой само- и кроссмодуляции, а 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. 13–15. 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 излучения значительно ниже интенсивности стоксовой части спектра (рис. 13б).



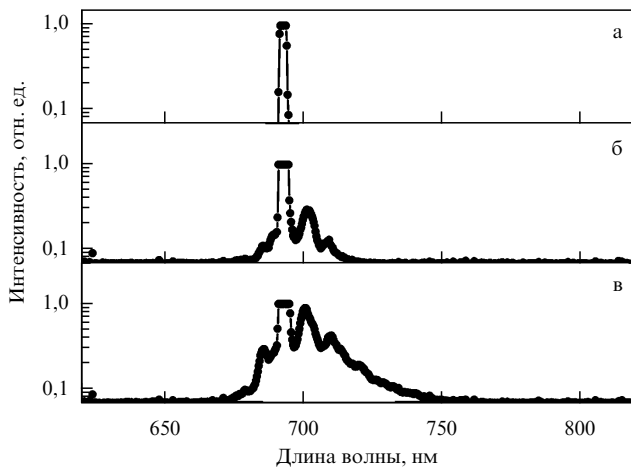


Рис. 15. Генерация широкополосного излучения при прохождении наносекундных лазерных импульсов через микроканальные волноводы различного диаметра в кварцевом МС-волокне длиной 85 см в отсутствие связи стоксовой и антистоксовой компонент при  $\gamma P \approx 0,2 \text{ м}^{-1}$  (а),  $3,5 \text{ м}^{-1}$  (б),  $7,5 \text{ м}^{-1}$  (в).

Связь стоксовой и антистоксовой компонент обеспечивает существенное усиление высокочастотного крыла спектра излучения на выходе волокна, позволяя значительно увеличить спектральную протяженность суперконтинуума. Спектры выходного излучения, представленные на рис. 14в и 15в, 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 экспериментов, представленных на рис. 14в, позволяет достичь существенно большей спектральной ширины излучения на выходе световода. Для условий эксперимента, представленного на рис. 14в, спектр выходного излучения простирается от 610 до 760 нм.

## 7. Генерация интенсивного суперконтинуума в МС-световодах с большой площадью сердцевин

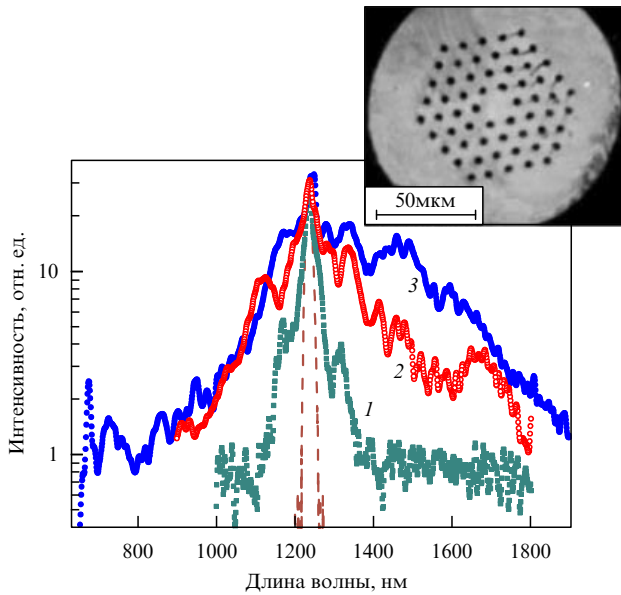
Высокая эффективность нелинейно-оптических взаимодействий в МС-световодах обеспечивается за счет локализации электромагнитного излучения в сердцевине волокна с характерным размером порядка микрона [11, 29]. Разработан специальный класс МС-световодов с диаметром сердцевин менее микрона, позволяющий достигать предельных эффективностей генерации суперконтинуума и нелинейно-оптического преобразования частоты сверхкоротких лазерных импульсов [136–144]. При этом даже для лазерных импульсов малой энергии (порядка наноджоулей или сотен пикоджоулей) достигается высокая плотность мощности, приводящая к высоким эффективностям нелинейно-оптических процессов. В случае МС-световодов с малым размером сердцевин также удается путем изменения структуры волокна в широких диапазонах варьировать параметры дисперсии направляемых мод [25, 26] и обеспечивать сильное двулучепреломление формы волноводных структур [145]. Задача создания световодов для нелинейно-оптического преобразования импульсов высокой пиковой мощности оказывается значительно более сложной. При плотностях энергии порядка нескольких джоулей через

квадратный сантиметр импульсы длительностью порядка сотен фемтосекунд приводят к возникновению оптического пробоя в объеме кварцевого волокна [146]. Увеличение диаметра сердцевин волокна также уменьшает влияние структуры оболочки на частотный профиль дисперсии, что затрудняет активное формирование профиля дисперсии путем изменения структуры волокна. В частности, волокна с большим радиусом сердцевин, как правило, не позволяют обеспечить режим аномальной дисперсии для излучения лазера на титанате сапфира (центральная длина волны 800 нм). Вследствие этого не могут быть реализованы солитонные режимы спектрально-временного преобразования сверхкоротких световых импульсов, позволяющие достичь высоких эффективностей генерации суперконтинуума и преобразования частоты.

В работах [64, 65, 147] задача генерации мощного излучения суперконтинуума решается на основе использования МС-световодов с большим радиусом сердцевин [57, 58] и фемтосекундного лазера на хром-форстерите [148] в качестве источника оптической накачки. В результате спектрального уширения фемтосекундных лазерных импульсов на начальной стадии распространения излучения в волокне обеспечивается генерация спектральных компонент, лежащих в области аномальной дисперсии световода. Реализующиеся при этих условиях солитонные механизмы спектрально-временного преобразования светового импульса приводят к эффективной генерации суперконтинуума в ближнем ИК-диапазоне с энергией свыше 1 мкДж.

Использовавшиеся в экспериментах [64, 147] МС-световоды изготавливались путем вытяжки из заготовки, набранной из кварцевых капилляров со сплошным кварцевым стержнем в центре. Для преобразования мощных фемтосекундных лазерных импульсов было изготовлено семейство МС-световодов с гексагональной системой воздушных отверстий в оболочке (вставка к рис. 16), характеризующейся различными диаметрами воздушных отверстий  $d$  и расстояниями  $\Lambda$  между их центрами. Наилучшие результаты были получены для МС-световодов с  $d/\Lambda \approx 0,36$  и диаметром сердцевин, приблизительно равным 22 мкм, что соответствует эффективной площади основной волноводной моды около 380 мкм<sup>2</sup>. МС-световоды с таким отношением  $d/\Lambda$  не являются одномодовыми, однако число мод, поддерживаемых такими волноводами, значительно меньше числа мод в световоде с таким же диаметром сердцевин и сплошной оболочкой. Расстройка постоянных распространения соседних мод МС-волновода значительно превышает аналогичный параметр для световодов со сплошной сердцевинной, что позволяет обеспечивать устойчивость изолированных волноводных мод и уменьшает эффективность нелинейно-оптического обмена энергией излучения между модами.

Лазерная система в экспериментах [64, 147] состояла из задающего лазера на кристалле  $\text{Cr}^{4+}$ : форстерита, 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 30–60 фс и частотой повторения 120 МГц [148]. Центральная длина волны этих импульсов составляла 1250 нм. Средняя мощность излучения лазера была около 180 мВт.



**Рис. 16.** Спектры излучения, регистрируемые на выходе МС-волокна с эффективной площадью моды  $380 \text{ мкм}^2$  и длиной 20 см. Начальная длительность лазерного импульса 300 фс: 1 — энергия лазерного импульса на входе в волокно 0,15 мкДж, 2 — 0,98 мкДж, 3 — 1,3 мкДж; штриховая кривая — спектр лазерного импульса на входе в волокно. На вставке показано поперечное сечение МС-волокна с большой площадью сердцевинны.

Усиление фемтосекундных импульсов, формируемых задающим генератором, производилось с помощью регенеративного усилителя, накачиваемого излучением Nd:YLF-лазера. Сжатие лазерных импульсов, усиленных до энергии порядка 100 мкДж, происходило в решеточном компрессоре, позволявшем получать импульсы с минимальной длительностью 90 фс. Однако для достижения наибольшей энергии излучения суперконтинуума на выходе МС-световода компрессор настраивался таким образом, чтобы обеспечить формирование импульсов с неполностью скомпенсированным линейным chirпом и длительностью около 300 фс. Использование подобных растянутых во времени импульсов давало возможность избежать оптического пробоя волокна в результате самофокусировки лазерного излучения.

Характерные спектры излучения, регистрируемые на выходе МС-волокна с диаметром сердцевинны 22 мкм и длиной 20 см для различных энергий лазерного импульса на входе в волокно, представлены на рис. 16. При относительно невысоких начальных энергиях лазерного импульса в выходных спектрах наблюдается генерация стоксовых и антистоксовых составляющих (кривая 1 на рис. 16), лежащих соответственно в областях аномальной и нормальной дисперсии. Генерация стоксовых и антистоксовых компонент указывает на существенную роль процессов параметрического четырехволнового взаимодействия, приводящих к генерации смещенных по частоте спектральных составляющих в результате модуляционной неустойчивости поля накачки (лазерного импульса). Фазовый синхронизм для такого параметрического процесса автоматически выполняется в случае, когда длина волны поля накачки близка к точке нуля дисперсии групповой скорости [2]. Именно это условие, являющееся ключевым для эффективного преобразова-

ния частоты, было выполнено в условиях обсуждаемых экспериментов.

При увеличении энергии лазерного импульса на входе в волокно стоксова и антистоксова компоненты испытывают уширение и образуют спектр широкополосного излучения на выходе волокна. При использовании лазерного импульса с начальной энергией около 1,30 мкДж спектр широкополосного сигнала, формируемого на выходе МС-волокна длиной 20 см, как следует из экспериментальных результатов, представленных на рис. 16, простирается от 700 до 1800 нм. Полная энергия этого сигнала в условиях описываемых экспериментов составляла 1,15 мкДж.

Мощное низкочастотное крыло спектра выходного излучения в этом режиме (кривая 3 на рис. 16) обусловлено солитонными механизмами нелинейно-оптической трансформации лазерных импульсов. Об этом свидетельствуют результаты экспериментального исследования спектрально-временной эволюции импульса в МС-волокне, выполненного с помощью кросскорреляционной методики оптического стробирования с разрешением по частоте (XFROG) [149, 150]. Информация о спектральной и временной структуре светового поля на выходе МС-волокна, включая частотную и временную зависимости фазы поля, получается на основе измерения интенсивности сигнала суммарной частоты, генерируемого в кристалле LBO импульсом излучения, формируемого на выходе МС-волокна, и импульсом основного излучения хром-форстеритового лазера, как функции времени задержки  $\tau$  между этими двумя импульсами. Солитонные процессы проявляются в формировании пиковой структуры временной огибающей интенсивности импульса на выходе МС-волокна. Характер временной зависимости фазы поля на выходе световода показывает, что для данных экспериментальных условий не существует технически простого решения для компрессии излучения суперконтинуума, формируемого в МС-волокне, до предельной длительности импульса, определяемой шириной спектра выходного излучения. Однако полученная в результате выполненных измерений информация о фазе поля на выходе МС-световода может быть использована для построения схемы компрессии на основе компенсации сложного профиля фазы выходного импульса с помощью пространственного модулятора света. Такой метод компрессии спектрально уширенных в МС-волокнах световых импульсов был ранее реализован в работах [46, 151].

## 8. Полые фотонно-кристаллические волокна для передачи мегаваттных фемтосекундных импульсов в солитонном режиме

### 8.1. Полые МС-световоды в нелинейной оптике мощных световых импульсов

Оптические солитоны — важный класс объектов оптической физики, используемых для передачи оптических сигналов на большие расстояния и позволяющих наблюдать новые нелинейно-оптические явления [152, 153]. В оптических волокнах удается сформировать солитоны, характеризующиеся устойчивой или медленно эволюционирующей огибающей на характерных длинах распространения от нескольких сантиметров до километров [2]. Мощность и энергия солитонов в оптических во-

локнах ограничена как лучевой прочностью оптических материалов, так и факторами, обусловленными самой природой оптических солитонов. Формирование изолированного фундаментального солитона становится возможным в условиях баланса нелинейности и дисперсии. Пиковая мощность импульса  $P$ , обеспечивающая такой баланс, находится из равенства нелинейной длины  $L_{nl} = (\gamma P)^{-1}$  (здесь  $\gamma$  — коэффициент нелинейности) и длины дисперсии  $L_d = \tau_0^2 / |\beta_2|$  (где  $\tau_0$  — начальная длительность импульса,  $\beta_2 = \partial^2 \beta / \partial \omega^2$ ,  $\beta$  — постоянная распространения волноводной моды,  $\omega$  — частота излучения). Максимальная мощность фундаментального солитона, таким образом, равна  $P_s = |\beta_2| \gamma^{-1} \tau_0^{-2}$ . При характерных для стандартного кварцевого оптического волокна значениях коэффициента нелинейности и дисперсии групповой скорости  $\gamma \sim 10 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$  и  $|\beta_2| \sim 10 \text{ пс}^2 \text{ км}^{-1}$  фундаментальный солитон длительностью порядка 100 фс имеет характерную мощность 100 Вт. Увеличение мощности лазерного излучения приводит к образованию солитонов высшего порядка, характеризующихся более сложной спектрально-временной структурой и динамикой [2].

Для передачи и нелинейно-оптического преобразования спектра и временной формы мощных лазерных импульсов могут использоваться полые волноводы [21]. Порог пробоя газа, заполняющего сердцевину такого волокна, существенно превышает порог пробоя диэлектрического световода. Однако моды стандартных полых волноводов со сплошной диэлектрической оболочкой характеризуются неустраняемыми оптическими потерями [21], величина которых растет с уменьшением радиуса  $a$  полый сердцевины волокна по закону  $\lambda^2/a^3$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения. С учетом этого обстоятельства в экспериментах применяют полые волокна с большим диаметром сердцевины, передающие лазерное излучение в многомодовом режиме [154].

Полые фотонно-кристаллические (ФК) волноводы [15–17] дают возможность формировать устойчивые изолированные пространственные направляемые моды мощных сверхкоротких световых импульсов и осуществлять эффективные нелинейно-оптические преобразования таких полей [155–160]. Так как оптическая нелинейность вещества в газовой фазе при нормальных условиях на три порядка ниже (например, для атмосферного воздуха) нелинейности плавленого кварца, а порог оптического пробоя значительно выше порога пробоя прозрачного диэлектрика, заполненные газовой средой полые ФК-волноводы позволяют реализовать солитонные режимы распространения для фемтосекундных импульсов мегаваттного уровня пиковой мощности [161]. Солитонное сжатие мощных сверхкоротких импульсов в полых ФК-волокнах было осуществлено в работах [162, 163]. Подобные солитоны являются новым интересным объектом оптической физики, открывающим новые возможности практического использования устройств волоконной оптики для передачи мощных сверхкоротких лазерных импульсов и разработки компактных систем для нелинейной микроспектроскопии [164].

Полые ФК-волокна открывают широкие возможности для передачи нано- и пикосекундных импульсов высокой мощности для биомедицинских [165] и технологических [166, 167] приложений. В настоящее время активно ведутся исследования, направленные на созда-

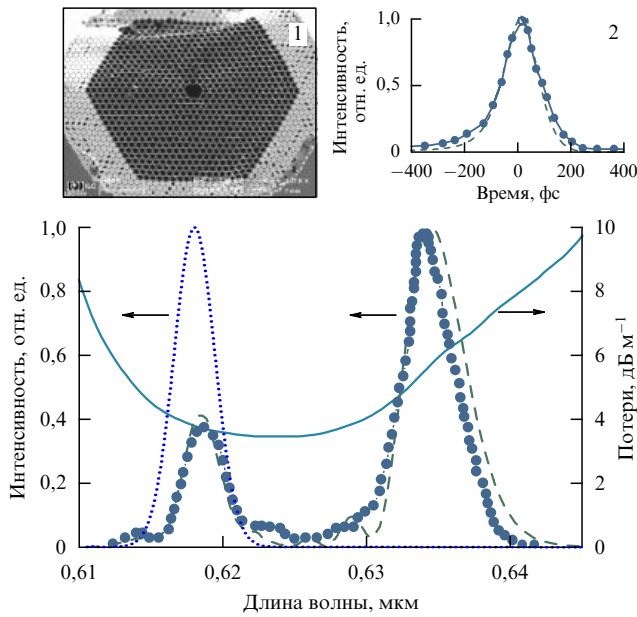
ние на основе полых ФК-волокон новых типов оптических эндоскопов [168, 169] и газовых сенсоров [170]. В оптическом эндоскопе, продемонстрированном в работе [168], полое ФК-волокно обеспечивает доставку неусиленных фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера длительностью 100–150 фс к исследуемой области внутри живого организма. Отсутствие заметных искажений временной формы фемтосекундных импульсов в реализованном в работе [168] режиме передачи излучения через ФК-волокно связано с низкой нелинейностью газа, заполняющего сердцевину волокна, и близостью центральной длины волны передаваемого импульса к нулю дисперсии групповой скорости ФК-волокна.

В настоящем разделе рассматривается принципиально иной режим передачи сверхкоротких импульсов через полое ФК-волокно. Показано, что использование солитонных режимов передачи фемтосекундных импульсов через полые ФК-волокна позволяет устранить искажения формы и существенно повысить пиковую мощность передаваемых сверхкоротких лазерных импульсов. В качестве источника излучения в представленных ниже экспериментах используется фемтосекундный лазер на хром-форстерите с усилением и удвоением частоты. Мощность солитонов, формируемых в условиях описываемых экспериментов, на четыре порядка превышает мощность солитонов в обычных оптических волокнах. Полые ФК-волокна, обеспечивающие передачу мегаваттных фемтосекундных импульсов без существенных искажений временной формы и значительных потерь энергии, открывают новые возможности для лазерной биомедицины и оптических технологий.

## 8.2. Полые ФК-волокна и солитонные режимы распространения мощных фемтосекундных импульсов

Полые ФК-волокна, разработанные для передачи мощных сверхкоротких лазерных импульсов [164–166, 171], имеют поперечное сечение, показанное на вставке 1 к рис. 17. Диаметр полый сердцевины волокна составлял 14 мкм. Моделирование свойств собственных мод 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 [172, 173]. Для анализа спектрально-временной динамики лазерных импульсов, передаваемых через волокно, использовалось численное решение обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера [2], учитывающего вклад дисперсии высоких порядков, образование ударных волн и влияние запаздывающей нелинейности газа, заполняющего полую сердцевину волновода [174].

Численное моделирование, выполненное для используемого типа ФК-волокон, указывает на существование солитонных режимов распространения фемтосекундных импульсов второй гармоники хром-форстеритового лазера с начальной длиной волны 618 нм. В случае полых ФК-волокон, заполненных комбинационно-активным газом (в наших экспериментах — атмосферным воздухом), существенное влияние на спектрально-



**Рис. 17.** Спектр интенсивности светового импульса с начальной длительностью 90 фс, энергией 300 нДж и центральной длиной волны 618 нм на выходе полого ФК-волокна, заполненного атмосферным воздухом: штриховая кривая — численный расчет, точки — экспериментальные данные. Начальный спектр импульса показан пунктирной линией, сплошная кривая — спектральная зависимость потерь. На вставке 1 представлено поперечное сечение полого ФК-световода. На вставке 2 приведена временная огибающая смещенной по частоте солитонной части поля на выходе ФК-световода: точки — результаты измерений, выполненных с помощью техники XFROG, штриховая кривая — результаты численных расчетов.

временную динамику передаваемого сверхкороткого импульса оказывает запаздывающая часть оптической нелинейности. Такая нелинейность приводит к низкочастотному сдвигу спектра солитонов — явлению, хорошо известному для динамики солитонов, распространяющихся в обычных кварцевых световодах [2, 88, 89].

Штриховой линией на рис. 17 представлен спектр интенсивности, рассчитанный для светового импульса с начальной длительностью 90 фс, энергией 300 нДж и центральной длиной волны 618 нм на выходе ФК-волокна рассматриваемого типа. Смещенная по частоте солитонная компонента имеет максимум на длине волны 636 нм. Во временном представлении совместное действие запаздывающей нелинейности и эффектов дисперсии высших порядков приводит к делению светового импульса в процессе его распространения в ФК-волокне и образованию двух изолированных во времени и по спектру импульсов. Штриховой линией на вставке 2 к рис. 17 представлена временная огибающая интенсивности, соответствующая смещенной по частоте солитонной компоненте импульса на выходе ФК-волокна. Характерная длительность этой солитонной части светового поля на выходе волокна составляет примерно 120 фс. Спектральный интервал и временная задержка между солитонной и несолитонной составляющими светового поля увеличиваются по мере распространения излучения в волокне. Этому способствуют как дисперсия высших порядков, приводящая к различию групповых скоростей солитонов с различными локальными параметрами, так и обусловленный запаздывающей нелинейностью эф-

фект ССЧ, скорость которого зависит от локальной длительности солитона.

Лазерная система в экспериментах [164] состояла из задающего лазера на кристалле  $\text{Sr}^{4+}$ : форстерит, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрессора и кристалла для удвоения частоты. Спектр лазерного импульса на входе в световод показан пунктирной линией на рис. 17. Для измерения спектра и временной огибающей светового импульса на выходе полого ФК-волокна использовалась техника кросскорреляционного оптического стробирования с разрешением по частоте (XFROG) [149, 150].

Полученный с помощью описанной выше процедуры спектр интенсивности импульса на выходе ФК-волокна (точки на рис. 17) с хорошей точностью согласуется с результатами численных расчетов (штриховая кривая на рис. 17). Большая часть энергии излучения на выходе волокна сосредоточена в области спектрального пика, соответствующего смещенному по частоте солитону. Во временном представлении солитонная часть поля излучения на выходе ФК-волокна, измеренная для лазерных импульсов с начальной длительностью 90 фс, энергией 300 нДж и центральной длиной волны 618 нм, имеет вид импульса длительностью около 120 фс и энергией около 130 нДж (точки на вставке 2 к рис. 17). Пиковая мощность такого солитона составляет 1,1 МВт.

При росте начальной энергии импульса длительность солитона, формирующегося в волокне, уменьшается, что приводит к увеличению скорости сдвига частоты. В экспериментально измеряемых спектрах излучения на выходе ФК-волокна этот эффект проявляется как увеличение центральной длины волны выходного импульса при росте энергии входного импульса. Этот результат согласуется с основными свойствами идеальных солитонов, являющихся решением нелинейного уравнения Шрёдингера, для которых, как указано выше, пиковая мощность связана с длительностью соотношением  $P_s = |\beta_2| \gamma^{-1} \tau_0^{-2}$ . Таким образом может быть обеспечена плавная перестройка центральной длины волны солитона на выходе ФК-волокна путем изменения энергии входного импульса.

### 8.3. Мегаваттные оптические солитоны в нелинейной микроспектроскопии и лазерной биомедицине

Оптические волокна, позволяющие реализовать солитонные режимы распространения мегаваттных фемтосекундных импульсов, открывают новые возможности в области оптических технологий и лазерной биомедицины. Высокая мощность передаваемых без существенных искажений формы фемтосекундных импульсов существенно повышает функциональные возможности волоконно-оптических устройств в системах нелинейной микроспектроскопии [164], лазерной эндоскопии, а также в находящих широкое применение системах терапии и хирургии, основанных на использовании сверхкоротких лазерных импульсов. В частности, лазерные импульсы с характерными параметрами, обеспечиваемыми задающими фемтосекундными лазерными генераторами без усиления (энергия 0,1–1 нДж, длительность 100 фс, частота повторения 100 МГц), все более широко применяются для микроэндоскопии на основе двухфотонной флуоресценции [168, 169]. Начаты работы по созданию микроэндоскопов с использованием ФК-световодов с



полнотелой [169] и полой [168] сердцевиной. Лазерные импульсы, формируемые фемтосекундными лазерными системами с регенеративным усилением, оказываются мощным инструментом для нанохирургии [175], лазерной офтальмологии [176, 177], фотодеструкции сосудов [178] и оптической гистологии [179]. Волоконно-оптическая доставка импульсов этого класса через волокна с диэлектрической сердцевиной, как правило, затрудняется искажениями импульсов, вызываемыми нелинейно-оптическими явлениями. Полые ФК-волокна, как показано выше, позволяют устранить эту трудность. Развитие лазерной стоматологии связано с использованием пико- и фемтосекундных импульсов ближнего ИК-диапазона, существенно уменьшающим тепловую нагрузку на зубные ткани и предотвращающим образование микротрещин [180, 181]. Полые ФК-волноводы, согласно результатам экспериментальных исследований [165, 182], позволяют решить задачу доставки мощных коротких лазерных импульсов, обеспечивающих абляцию зубных тканей, открывая широкие возможности для лазерной стоматологии.

#### 8.4. Полые ФК-волноводы с большой площадью сердцевины: передача и преобразование субгигаваттных фемтосекундных лазерных импульсов

Транспортировка мощных сверхкоротких лазерных импульсов и управление их параметрами — ключевые задачи 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 [21] обеспечивают радикальное увеличение нелинейно-оптических взаимодействий [18], позволяя формировать сверхкороткие световые импульсы [183, 184] и достигать высоких эффективностей генерации оптических гармоник высокого порядка [185, 186]. Однако такие волноводы не дают возможности реализовать режим изолированных волноводных мод и формировать требуемый для управления сверхкороткими импульсами профиль дисперсии в достаточно широком спектральном диапазоне.

Как показано в работе [163], с помощью полых ФК-волноводов со специальным профилем дисперсии можно решить эти задачи, а также осуществить управление длительностью и временной формой мощных сверхкоротких лазерных импульсов. Полые ФК-волокна, разработанные для передачи и нелинейно-оптической трансформации мощных сверхкоротких лазерных импульсов [187], имели период структуры оболочки порядка 5 мкм и диаметр сердцевины около 50 мкм (вставка на рис. 18а). Спектр пропускания таких световодов характеризуется наличием ярко выраженных максимумов, возникающих в ограниченных областях спектра, в которых периодически структурированная оболочка волокна имеет высокую отражательную способность.

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 [172, 173]. Линиями 1 и 2 на рис. 18а

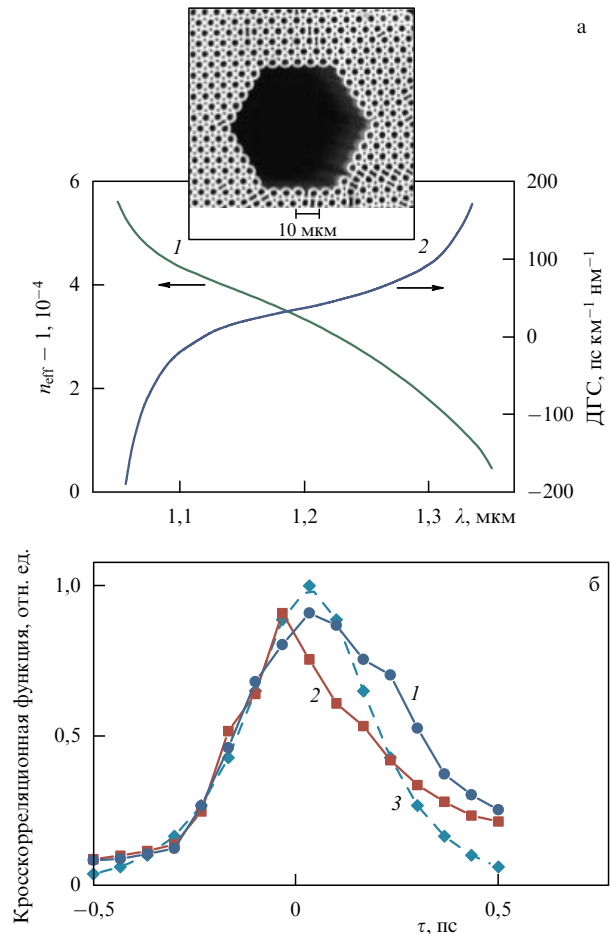


Рис. 18. (а) Зависимости эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}} - 1$  и дисперсии групповой скорости  $D$  от длины волны излучения для основной моды полого ФК-волновода со структурой поперечного сечения, показанной на вставке. (б) Кросскорреляционная функция импульса излучения хром-форстеритового 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).

представлены зависимости эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}} - 1$  и ДГС от длины волны излучения для основной моды полого ФК-волновода со структурой поперечного сечения, показанной там же на вставке. Как следует из результатов расчета, 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 самомодуляции этих импульсов в полой сердцевине волновода, наполненной газом с нелинейным показателем преломления  $n_2 > 0$ .

Излучение фемтосекундной хром-форстеритовой лазерной системы [148] фокусировалось в экспериментах [163] на вход ФК-волновода, заполненного атмосферным воздухом и установленного на трехкоординатной подставке, с помощью стандартного микрообъектива, оптимизированного для обеспечения максимальной эффективности возбуждения основной волноводной моды.



Длительность импульсов на входе в волновод составляла примерно 270 фс (штриховая линия на рис. 18б). Энергия входных импульсов варьировалась в диапазоне от 10 нДж до 50 мкДж.

Для определения формы огибающей и измерения длительности импульсов на выходе ФК-волокна использовалась кросскорреляционная методика, основанная на генерации суммарной частоты (ГСЧ) в кристалле ВВО толщиной около 1 мм. Кросскорреляционная функция строилась путем измерения ГСЧ-сигнала, возникающего в результате смещения исследуемого сигнала с опорным импульсом излучения основной частоты хром-форстеритового лазера, как функции времени задержки между импульсами. Результаты кросскорреляционных измерений представлены на рис. 18б. 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. 18б). Лазерные импульсы высокой интенсивности испытывают фазовую самомодуляцию при распространении через волновод за счет керровской нелинейности газа, заполняющего сердцевину волокна. Характерная длина  $L_{nl}$  для этого нелинейно-оптического процесса определяется коэффициентом нелинейности

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c S_{\text{eff}}},$$

где  $S_{\text{eff}}$  — эффективная площадь волноводной моды, и мощностью лазерного импульса  $P$ :

$$L_{nl} = (\gamma P)^{-1}.$$

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 ( $n_2 \approx 5 \times 10^{-19}$  см<sup>2</sup> Вт<sup>-1</sup>),  $L_{nl} \approx 6,3$  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. 18б). Одновременно с укорочением импульса происходит изменение его формы, связанное с влиянием эффектов дисперсии высших порядков. Из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 18б видно, что наиболее эффективное сжатие наблюдается вблизи вершины импульса, т.е. 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. 18б, 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

ионизируемого газа, а также с проявлением солитонной динамики импульса.

Экспериментальные результаты, представленные в работе [163], таким образом, показывают, что полые ФК-волноводы со специальным профилем дисперсии открывают возможности управления длительностью и временной формой мощных сверхкоротких лазерных импульсов. Экспериментально реализован волноводный режим самосжатия сверхкоротких импульсов мощностью более 100 МВт. Следует ожидать, что оптимизация профиля дисперсии полых ФК-волнопроводов 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.

## 9. Заключение

Разработанные в последние годы новые типы оптических волнопроводов, сочетающие достижения оптических технологий с методами и подходами нелинейной оптики сверхкоротких импульсов, оптики микро- и наноструктур, физики фотонных кристаллов и нелинейной волноводной оптики, играют все более важную роль в создании новых компактных и эффективных волоконно-оптических систем для генерации сверхкоротких лазерных импульсов и управления их параметрами. Активное формирование частотного профиля дисперсии и пространственного профиля поля в собственных модах МС-световодов открывает уникальные возможности для достижения высокоточного баланса дисперсии в широком спектральном диапазоне, что используется для разработки новых классов волоконно-оптических источников сверхкоротких световых импульсов. Методы нанооптики позволяют сформировать частотные профили дисперсии собственных мод в МС-волокнах, обеспечивающие высокоэффективное преобразование частоты фемтосекундных лазерных импульсов и приводящие к генерации прерастраиваемого излучения в широком спектральном диапазоне. Целенаправленное микро- и наноструктурирование оболочки и сердцевины оптических волокон позволяет осуществить высокоэффективное спектральное и временное преобразование лазерных импульсов с начальными длительностями от десятков наносекунд до нескольких циклов светового поля в широком диапазоне пиковых мощностей от сотен ватт до нескольких гигаватт. Солитонный режим передачи импульсов мегаваттной пиковой мощности через полые фотонно-кристаллические волокна открывает новые возможности в области лазерной биомедицины и оптических технологий.

Автор сердечно признателен А.Б. Федотову, Д.А. Сидорову-Бирюкову, Е.Е. Серебрянникову, И.В. Федотову, А.В. Митрофанову, Р.Р. Мусину, А.А. Подшивалову, А.Д. Савину, В.П. Митрохину (физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова), А.А. Иванову, М.В. Алфимову (Центр фотохимии РАН), А. Балтушке, Э. Винтнеру (Венский технологический университет), А. Аполонскому, Ф. Краусу (Институт квантовой оптики им. М. Планка, Гархинг), Р. Майлсу, М. Шнейдеру (Принстонский университет), А. Галванаускасу (Мичиганский университет), Д. фон дер Линде, А.П. Тарасевичу (Университет Эссена и Дуйсбурга), Ф. Расселлу (Уни-

верситет Эрлангена и Нюрнберга), Дж. Найту (Университет г. Бас), Ю.Н. Кондратьеву, В.С. Шевадину, К.В. Дукельскому, А.В. Хохлову (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова), В.И. Белоголазову, Н.Б. Скибиной, А.В. Щербакову (Институт технологии и обработки стеклянных структур, Саратов), Д. Хорвату, И. Бугару, Ф. Угереку (Международный лазерный центр, Братислава), Чинг-ю Вангу, Минглие Ху, Янфенг Ли (Университет г. Тяндзин), Л.А. Мельникову (Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского) за полезные обсуждения, поддержку и плодотворное сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06-02-16880, № 05-02-90566-ННС, Федеральной целевой научно-технической программы РФ (контракт 02.434.11.2010), грантов ИНТАС 03-51-5037 и 03-51-5288, а также гранта Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект RUP2-2695).

### Список литературы

- Payne D N, in *Fiber Lasers: The Next Generation, Plenary Lecture at the Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO2006), Long Beach, CA, 2006*
- Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics* 3rd ed. (San Diego: Academic Press, 2001)
- Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
- Limpert J et al. *Opt. Lett.* **28** 1984 (2003)
- Liem A et al. *Appl. Phys. B* **71** 889 (2000)
- Galvanauskas A *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7** 504 (2001)
- Duling I N III *Electron. Lett.* **27** 544 (1991)
- Tamura K et al. *Opt. Lett.* **18** 1080 (1993)
- Knight J C et al. *Opt. Lett.* **21** 1547 (1996)
- Knight J C et al. *Science* **282** 1476 (1998)
- Russell P *Science* **299** 358 (2003)
- Knight J C *Nature* **424** 847 (2003)
- Желтиков А М *Оптика микроструктурированных волокон* (М.: Наука, 2004)
- Russell P St J J. *Lightwave Technol.* **24** 4729 (2006)
- Cregan R F et al. *Science* **285** 1537 (1999)
- Коноров С О и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 401 (2002)
- Smith C M et al. *Nature* **424** 657 (2003)
- Желтиков А М *УФН* **174** 1301 (2004)
- Luan F et al. *Opt. Lett.* **29** 2369 (2004)
- Zheltikov A M *Nature Mater.* **4** 267 (2005)
- Marcatili E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
- Adams M J *An Introduction to Optical Waveguides* (Chichester: Wiley, 1981)
- Ferrando A et al. *Opt. Express* **9** 687 (2001)
- Ferrando A et al. *Opt. Lett.* **25** 790 (2000)
- Reeves W H et al. *Opt. Express* **10** 609 (2002)
- Reeves W H et al. *Nature* **424** 511 (2003)
- Skryabin D V et al. *Science* **301** 1705 (2003)
- Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **72** 043812 (2005)
- Желтиков А М *УФН* **174** 73 (2004)
- Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
- Wadsworth W J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2148 (2002)
- Zheltikov A M (Ed.) "Supercontinuum generation" *Appl. Phys. B* **77** (Special issue 2/3) (2003)
- Желтиков А М *УФН* **176** 623 (2006)
- Dudley J M, Genty G, Coen S *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135 (2006)
- Jones D J et al. *Science* **288** 635 (2000)
- Holzwarth R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264 (2000)
- Diddams S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102 (2000)
- Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
- Serebryannikov E E et al. *Phys. Rev. E* **72** 056603 (2005)
- Teisset C et al. *Opt. Express* **13** 6550 (2005)
- Hartl I et al. *Opt. Lett.* **26** 608 (2001)
- Konarov S O et al. *Phys. Rev. E* **70** 057601 (2004)
- Sidorov-Biryukov D A, Serebryannikov E E, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **31** 2323 (2006)
- Paulsen H N et al. *Opt. Lett.* **28** 1123 (2003)
- Kano H, Hamaguchi H *Opt. Express* **13** 1322 (2005)
- von Vacano B, Wohlleben W, Motzkus M *Opt. Lett.* **31** 413 (2006)
- Lim H, Ilday F, Wise F *Opt. Express* **10** 1497 (2002)
- Chen X et al. *Opt. Express* **12** 3888 (2004)
- Lim H, Chong A, Wise F W *Opt. Express* **13** 3460 (2005)
- Isomäki A, Okhotnikov O G *Opt. Express* **14** 4368 (2006)
- Sharping J E et al. *Opt. Lett.* **27** 1675 (2002)
- de Matos C J S, Taylor J R, Hansen K P *Opt. Lett.* **29** 983 (2004)
- Deng Y et al. *Opt. Lett.* **30** 1234 (2005)
- Sharping J et al. *Opt. Express* **12** 3086 (2004)
- Rarity J et al. *Opt. Express* **13** 534 (2005)
- Birks T A, Knight J C, Russell P St J *Opt. Lett.* **22** 961 (1997)
- Knight J C et al. *Electron. Lett.* **34** 1347 (1998)
- Furusawa K et al. *Opt. Express* **9** 714 (2001)
- Wadsworth W J et al. *Electron. Lett.* **36** 1452 (2000)
- Furusawa K et al. *Electron. Lett.* **37** 560 (2001)
- Wadsworth W et al. *Opt. Express* **11** 48 (2003)
- Limpert J et al. *Opt. Express* **11** 818 (2003)
- Südmeyer T et al. *Opt. Lett.* **28** 1951 (2003)
- Митрофанов А В и др. *Письма ЖЭТФ* **85** 283 (2007)
- Mitrokhin V P et al. *Laser Phys. Lett.* (in press)
- Pickrell G, Peng W, Wang A *Opt. Lett.* **29** 1476 (2004)
- Jensen J B et al. *Opt. Lett.* **29** 1974 (2004)
- Konarov S, Zheltikov A, Scalora M *Opt. Express* **13** 3454 (2005)
- Marcatili E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
- Limpert J et al. *Opt. Express* **11** 3332 (2003)
- de Matos C J S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 103901 (2004)
- Serebryannikov E E, Zheltikov A M et al. (submitted)
- Monro T M et al. *J. Lightwave Technol.* **18** 50 (2000)
- Serebryannikov E E, von der Linde D, Zheltikov A M *Phys. Rev. E* **70** 066619 (2004)
- Haupt R L, Haupt S E *Practical Genetic Algorithms* 2nd ed. (Hoboken, NJ: John Wiley, 2004)
- Poletti F et al. *Opt. Express* **13** 3728 (2005)
- Kerrinckx E et al. *Opt. Express* **12** 1990 (2004)
- Musin R R, Zheltikov A M (submitted)
- Saitoh K, Koshiba M *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 927 (2002)
- Saitoh K, Florous N, Koshiba M *Opt. Express* **13** 8365 (2005)
- Saitoh K, Florous N J, Koshiba M *Opt. Lett.* **31** 26 (2006)
- Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **84** 69 (2006)
- Serebryannikov E E, Zheltikov A M *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 1700 (2006)
- Li Y-F et al. *Opt. Express* **14** 10878 (2006)
- Fedotov A B et al. *Appl. Opt.* **45** 6823 (2006)
- Zheltikov A M *Opt. Commun.* **270** 402 (2007)
- Akhmediev N, Karlsson M *Phys. Rev. A* **51** 2602 (1995)
- Дианов Е М и др. *Письма в ЖЭТФ* **41** 242 (1985)
- Mitschke F M, Mollenauer L F *Opt. Lett.* **11** 659 (1986)
- Liu X et al. *Opt. Lett.* **26** 358 (2001)
- Washburn B R et al. *Electron. Lett.* **37** 1510 (2001)
- Price J H V et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1286 (2002)
- Cormack I G et al. *Electron. Lett.* **38** 167 (2002)
- Abedin K S, Kubota F *Opt. Lett.* **28** 1760 (2003)
- Serebryannikov E E et al. *Appl. Phys. B* **81** 585 (2005)
- Ishii N et al. *Phys. Rev. E* **74** 036617 (2006)
- Gordon J P *Opt. Lett.* **11** 662 (1986)
- Stolen R H et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1159 (1989)
- Mamyshev P V, Chernikov S V *Opt. Lett.* **15** 1076 (1990)
- Kibler B, Dudley J M, Coen S *Appl. Phys. B* **81** 337 (2005)
- Santhanam J, Agrawal G P *Opt. Commun.* **222** 413 (2003)
- Serebryannikov E E, Zheltikov A M *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 1882 (2006)
- Zheltikov A M *Phys. Rev. E* **75** 037603 (2007)
- Serebryannikov E E et al. *Phys. Rev. E* **73** 066617 (2006)
- Shen Y R *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: J. Wiley, 1984)
- Guenther R D (Ed.-in-Chief), Steel D G, Bayvel L (Eds) *Encyclopedia of Modern Optics* (Amsterdam: Elsevier/Academic Press, 2005)
- Желтиков А М *Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики* (М.: Наука, 2006)
- Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 796 (2000)

109. Omenetto F G et al. *Opt. Lett.* **26** 1158 (2001)
110. Omenetto F et al. *Opt. Express* **11** 61 (2003)
111. Efimov A et al. *Opt. Express* **11** 910 (2003)
112. Efimov A et al. *Opt. Express* **11** 2567 (2003)
113. Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **72** 043812 (2005)
114. Ivanov A A et al. *Phys. Rev. E* **73** 016610 (2006)
115. Naumov A N et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2183 (2002)
116. Akimov D A et al. *Appl. Phys. B* **76** 515 (2003)
117. Serebryannikov E E et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 1975 (2006)
118. Zheltikov A M *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2263 (2005)
119. Fedotov A B et al. *Phys. Rev. E* **75** 016614 (2007)
120. Yulin A V, Skryabin D V, Russell P St J *Opt. Lett.* **29** 2411 (2004)
121. Skryabin D V, Yulin A V *Phys. Rev. E* **72** 016619 (2005)
122. Efimov A et al. *Opt. Express* **12** 6498 (2004)
123. Biancalana F, Skryabin D V, Yulin A V *Phys. Rev. E* **70** 016615 (2004)
124. Coen S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 753 (2002)
125. Dudley J M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 765 (2002)
126. Genty G, Ritari T, Ludvigsen H *Opt. Express* **13** 8625 (2005)
127. Avdokhin A V, Popov S V, Taylor J R *Opt. Lett.* **28** 1353 (2003)
128. Travers J C et al. *Opt. Lett.* **30** 1938 (2005)
129. Herrmann J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901 (2002)
130. Bowden C M, Zheltikov A M (Eds) "Nonlinear optics of photonic crystals" *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (Feature issue 9) (2002)
131. Shen Y R, Bloembergen N *Phys. Rev.* **137** A1787 (1965)
132. Федотов И В и др. *Российские нанотехнологии* (в печати)
133. Алфимов М В и др. *Письма ЖЭТФ* **71** 714 (2000)
134. Желтиков А М и др. *Квантовая электроника*. **32** 542 (2002)
135. Желтиков А М *УФН* **170** 1203 (2000)
136. Желтиков А М *Оптика и спектроскоп.* **95** 440 (2003)
137. Akimov D A et al. *Opt. Lett.* **28** 1948 (2003)
138. Magi E, Steinvurzel P, Eggleton B *Opt. Express* **12** 776 (2004)
139. Leon-Saval S et al. *Opt. Express* **12** 2864 (2004)
140. Lizé Y et al. *Opt. Express* **12** 3209 (2004)
141. Foster M, Moll K, Gaeta A *Opt. Express* **12** 2880 (2004)
142. Foster M, Gaeta A *Opt. Express* **12** 3137 (2004)
143. Foster M et al. *Opt. Express* **13** 6848 (2005)
144. Zheltikov A *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1100 (2005)
145. Zheltikov A M *Opt. Commun.* **252** 78 (2005)
146. Lenzner M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 4076 (1998)
147. Mitrofanov A V et al. (submitted)
148. Иванов А А, Алфимов М В, Желтиков А М *УФН* **174** 743 (2004)
149. Linden S, Kuhl J, Giessen H *Opt. Lett.* **24** 569 (1999)
150. Gu X et al. *Opt. Lett.* **27** 1174 (2002)
151. Schenkel B, Paschotta R, Keller U *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 687 (2005)
152. Hasegawa A *Optical Solitons in Fibers* (Berlin: Springer-Verlag, 1990)
153. Kivshar Y S, Agrawal G P *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals* (Amsterdam: Academic Press, 2003)
154. Желтиков А М *УФН* **172** 743 (2002)
155. Benabid F et al. *Science* **298** 399 (2002)
156. Konorov S O, Fedotov A B, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **28** 1448 (2003)
157. Benabid F et al. *Nature* **434** 488 (2005)
158. Konorov S O et al. *Phys. Rev. A* **70** 023807 (2004)
159. Konorov S O et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 3690 (2004)
160. Konorov S O et al. *Phys. Rev. E* **70** 066625 (2004)
161. Ouzounov D G et al. *Science* **301** 1702 (2003)
162. Ouzounov D et al. *Opt. Express* **13** 6153 (2005)
163. Коноров С О и др. *Письма ЖЭТФ* **81** 65 (2005)
164. Ivanov A A, Podshivalov A A, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **31** 3318 (2006)
165. Konorov S O et al. *Appl. Opt.* **43** 2251 (2004)
166. Konorov S O et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1375 (2003)
167. Shephard J et al. *Opt. Express* **12** 717 (2004)
168. Flusberg B A et al. *Opt. Lett.* **30** 2272 (2005)
169. Fu L et al. *Opt. Express* **14** 1027 (2006)
170. Ritari T et al. *Opt. Express* **12** 4080 (2004)
171. Желтиков А М *Российские нанотехнологии* **2** (5–6) 50 (2007)
172. Poladian L, Issa N, Monro T *Opt. Express* **10** 449 (2002)
173. Konorov S O et al. *Phys. Rev. E* **71** 057603 (2005)
174. Bessonov A D, Zheltikov A M *Phys. Rev. E* **73** 066618 (2006)
175. Koenig K et al. *Cell. Mol. Biol.* **45** 192 (1999)
176. Juhasz T et al. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **5** 902 (1999)
177. Konig K, Riemann I, Fritzsche W *Opt. Lett.* **26** 819 (2001)
178. Shen N et al., in *Technical Digest: Summaries of Papers Presented at the Conf. on Lasers and Electro-Optics* (OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 56) (Washington, DC: Optical Society of America, 2001) p. 403
179. Tsai P S et al. *Neuron* **39** 27 (2003)
180. Neev J et al. *Proc. SPIE* **2672** 250 (1996)
181. Rubenchik A M et al. *Proc. SPIE* **2672** 222 (1996)
182. Konorov S O et al. *Phys. Med. Biol.* **49** 1359 (2004)
183. Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793 (1996)
184. Zhavoronkov N, Korn G *Phys. Rev. Lett.* **88** 203901 (2002)
185. Constant E et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1668 (1999)
186. Paul A et al. *Nature* **421** 51 (2003)
187. Konorov S O et al. *Laser Phys. Lett.* **1** 548 (2004)

### Microstructure optical fibers for a new generation of fiber-optic sources and converters of light pulses

A.M. Zheltikov

Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University,  
Vorob'evy gory, 119992 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-495) 939-5174. Fax (7-495) 939-3113  
E-mail: zheltikov@phys.msu.ru

Breakthroughs in microstructure-fiber technologies push the development of a new class of fiber-optic frequency converters, broadband light sources, and short-pulse lasers. The frequency profile of dispersion and the spatial profile of electromagnetic field distribution in waveguide modes of microstructure fibers can be tailored by modifying the core and cladding design on a micro- and nanoscale, suggesting the ways of creating novel fiber-optic devices providing highly efficient spectral and temporal transformation of laser pulses with pulse widths ranging from tens of nanoseconds to a few optical cycles (several femtoseconds) within a broad range of peak powers from hundreds of watts to several gigawatts. In new fiber lasers, microstructure fibers provide a precise balance of dispersion within a broad spectral range, allowing the creation of compact all-fiber sources of high-power ultrashort light pulses.

PACS numbers: 42.65.Ky, 42.65.Dr, 42.65.Re, 42.65.Wi

Bibliography — 187 references

Received 9 January 2007, revised 15 February 2007

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **177** (7) 737–762 (2007)

*Physics – Uspekhi* **50** (7) (2007)