

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Нелинейная оптика микроструктурированных волокон

А.М. Желтиков

Микроструктурированные волокна открывают новую фазу в нелинейной оптике. Благодаря своим уникальным свойствам волокна этого типа обеспечивают радикальное усиление основных нелинейно-оптических явлений, открывая новые возможности для преобразования частоты, трансформации спектра и управления параметрами сверхкоротких лазерных импульсов, а также позволяя достигать высоких эффективностей генерации суперконтинуума с использованием нано- и субнаноджоулевых фемтосекундных импульсов. В обзоре анализируются физические механизмы усиления нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких импульсов в микроструктурированных и полых фотонно-кристаллических волокнах и обсуждаются результаты экспериментов, демонстрирующих высокоэффективную генерацию суперконтинуума и преобразование частоты фемтосекундных лазерных импульсов в микроструктурированных волокнах.

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

Содержание

1. Введение (73).
2. Волноводное увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов в микроструктурированных волокнах (76).
 - 2.1. Микроструктурированные волокна: новый этап нелинейной оптики.
 - 2.2. Физика волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов.
 - 2.3. Роль дифракции и физический предел волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов.
 - 2.4. Асимптотические выражения для фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов и численные расчеты.
 - 2.5. ВКР и КАРС в собственных модах полых фотонно-кристаллических волокон.
 - 2.6. Вынужденное комбинационное рассеяние.
 - 2.7. Когерентное антистоксово рассеяние света.
 - 2.8. Волноводное увеличение эффективности нелинейных процессов в микроструктурированных волокнах: заключительные замечания.
3. Генерация суперконтинуума и преобразование частоты фемтосекундных импульсов в микроструктурированных волокнах (87).
 - 3.1. Проблема преобразования частоты и микроструктурированные волокна.
 - 3.2. Мультиплексное преобразование частоты неусиленных импульсов титан-сапфирового лазера.
 - 3.3. Преобразование частоты импульсов оптического параметрического усилителя и генерация управляемого суперконтинуума.
 - 3.4. Нелинейно-оптическая трансформация спектра фемтосекундных импульсов лазера на хром-форстерите.
 - 3.5. Преобра-

- зование частоты неусиленных фемтосекундных импульсов в микроструктурированных волокнах для приложений в фотохимии.
 - 3.6. Преобразование частоты с использованием микроструктурированных волокон: заключительные замечания.
 4. Модовая структура и спектральные свойства излучения суперконтинуума в микроструктурированных волокнах (95).
 - 4.1. Генерация суперконтинуума в микроструктурированных волокнах.
 - 4.2. Экспериментальная методика генерации суперконтинуума.
 - 4.3. Модовая структура излучения суперконтинуума.
 - 4.4. Нелинейно-оптическое преобразование частотных компонент суперконтинуума и кросс-корреляционные измерения.
 - 4.5. Свойства суперконтинуума в микроструктурированных волокнах: заключительные замечания.
 5. Нелинейные взаимодействия лазерных импульсов в полых фотонно-кристаллических волокнах (99).
 - 5.1. Четырехволновое взаимодействие в полых фотонно-кристаллических волокнах.
 - 5.2. Фазовая самомодуляция фемтосекундных импульсов в полых фотонно-кристаллических волокнах.
 - 5.3. Нелинейная оптика полых фотонно-кристаллических волокон: заключительные замечания.
 6. Заключение (103).
- Список литературы (104).

1. Введение

Оптическое волокно меняет свою структуру. Наряду с обычными волокнами для решения задач оптической физики, биомедицины, фотохимии все более широко используются волокна новой архитектуры — микроструктурированные (МС) волокна. Волноводные моды электромагнитного излучения в МС-волокнах формируются в результате интерференции волн, возникающих при отражении и рассеянии на микронеоднородностях показателя преломления. Волокна этого типа приводят к революционным изменениям в области оптической метрологии, нелинейной оптики, лазерной физики и оптики

А.М. Желтиков. Международный лазерный центр;
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет
119899 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация
Тел. (095) 939-51-74. Факс (095) 939-31-13
E-mail: zheltikov@top.phys.msu.ru

Статья поступила 20 августа 2003 г.,
после доработки 6 сентября 2003 г.

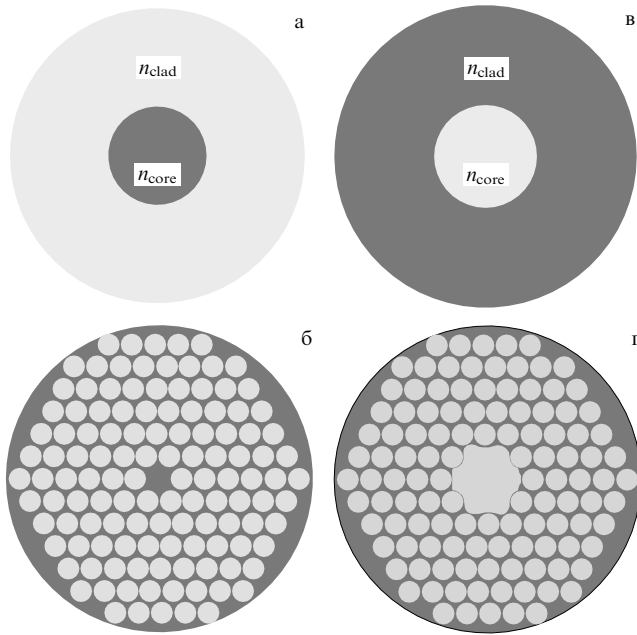


Рис. 1. Оптические волокна различной архитектуры: (а) стандартное оптическое волокно, состоящее из сердцевины с показателем преломления n_{core} и оболочки с показателем преломления $n_{\text{clad}} < n_{\text{core}}$; (б) МС-волокно; (в) стандартное полое волокно со сплошной оболочкой, $n_{\text{core}} < n_{\text{clad}}$; (г) полое волокно с ФК-оболочкой. Темные области соответствуют материалу с большим показателем преломления.

сверхкоротких импульсов. Внутренний прогресс, достигнутый на основе использования новых оптических волокон в этих и других направлениях научных исследований, выдвигает МС-волокна в ряд наиболее значительных достижений оптических технологий за последнее десятилетие.

В общем виде принцип действия МС-волокон иллюстрирует рис. 1. В отличие от обычных оптических волокон (рис. 1а), состоящих [1, 2] из сердцевины с показателем преломления n_{core} и оболочки с показателем преломления n_{clad} , МС-волокна представляют собой кварцевую или стеклянную микроструктуру с периодически либо аperiodически расположенными воздушными отверстиями (рис. 1б). Подобная микроструктура обычно изготавливается путем вытяжки при высокой температуре из преформы, набранной из полых волокон.

Дефект микроструктуры, соответствующий отсутствию одного или нескольких воздушных отверстий (в центре структуры на рис. 1б), может выполнять функцию, аналогичную функции сердцевины стандартного волокна, и обеспечивать волноводный режим распространения электромагнитного излучения. В стандартных волокнах полное внутреннее отражение обеспечивается при выполнении условия $n_{\text{clad}} < n_{\text{core}}$. Волноводные моды в МС-волокнах формируются в результате интерференции отраженных и рассеянных волн. Однако введение эффективного показателя преломления n_{eff} для МС-оболочки позволяет записать условие существования волноводных мод в сердцевине подобного волокна, образуемой дефектом микроструктуры (рис. 1б), в виде, аналогичном условию существования полного внутреннего отражения в стандартном волокне: $n_{\text{eff}} < n_{\text{core}}$.

Наряду с обычными волноводными режимами, обеспечиваемыми явлением полного внутреннего отражения, МС-волокна при определенных условиях обеспечивают формирование волноводных мод электромагнитного излучения за счет высокой отражательной способности оболочки волокна в области фотонных запрещенных зон. Подобные режимы волноводного распространения реализуются в волокнах с оболочкой в виде двумерно-периодической микроструктуры (двумерного фотонного кристалла) и полый сердцевиной (рис. 1г).

Фотонная запрещенная зона, возникающая в спектре пропускания двумерно-периодической оболочки волокон данного типа, обеспечивает высокий коэффициент отражения для излучения, распространяющегося вдоль полый сердцевины, что позволяет существенно снизить оптические потери, присущие модам полых волноводов (рис. 1в) и быстро растущие с уменьшением диаметра полый сердцевины.

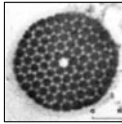
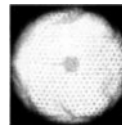

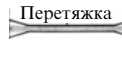
С технической точки зрения изготовление простейших типов МС-волокон не представляло сложностей уже на ранних этапах развития волоконной оптики. В одном из первых МС-волокон, изготовленном в Bell Labs в начале 70-х годов [3], сердцевиной служила паутина кварцевых нитей в центральной части волокна, ограниченной оболочкой из сплошного кварца. Понимание функциональных возможностей МС-волокон, однако, стало возможным гораздо позже и было достигнуто на основе идейного и технического прогресса сразу в нескольких областях оптики и лазерной физики, включая оптику сверхкоротких импульсов и физику периодических структур (фотонных кристаллов) и случайных сред.

В 1996 г. были опубликованы результаты пионерской работы группы Филипа Расселла [4], открывшей новую фазу оптики МС-волокон. В работе [4] продемонстрированы возможности радикального расширения области существования одномодового волноводного режима в кварцевых волокнах, оболочка которых содержит систему продольных воздушных отверстий, ориентированных параллельно волноведущей центральной жиле волокна.

Интенсивные исследования, стимулированные работой группы Расселла, выявили ряд уникальных свойств МС-волокон и привели к наблюдению новых физических явлений в волокнах этого типа [5–11]. Уникальность МС-волокон для лазерной физики, фотоники и оптических технологий (табл. 1) обусловлена возможностью управления дисперсией волноводных мод в подобных волокнах за счет изменения их структуры [12, 13] и высокой степенью локализации электромагнитного излучения в сердцевине МС-волокон [14, 15], связанной со значительной разностью показателя преломления сердцевины и эффективным показателем преломления МС-оболочки. Управление дисперсионными свойствами волноводных мод открывает новые возможности в области оптических телекоммуникаций и оптике сверхкоротких импульсов. Высокая степень локализации излучения в сердцевине волокна позволяет достичь радикального увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий.

К настоящему времени разработаны и успешно используются в экспериментах (рис. 2а) несколько типов МС-волокон. Поперечное сечение МС-волокна

Таблица 1. Атлас МС-волокон: структура, свойства, приложения

Тип волокна	Характерная структура волокна	Механизм формирования волноводных мод	Приложения					
			Телекоммуникации	Метрология	Сверхкороткие импульсы	Нелинейная оптика	Лазерная физика	Биомедицина и фотохимия
МС-волокно с кварцевой или стеклянной сердцевиной [4, 9]		Полное внутреннее отражение	Достигнут приемлемый уровень потерь	Генерация частотных гребенок с шириной более октавы для фемто-секундных часов	Сжатие и измерение фазы, управление ДГС, солитоны	Увеличение эффективности ФСМ, ФКМ, ЧВВ, ГТГ, ВКР, генерация СК	Новые схемы волоконных лазеров	Оптическая когерентная томография
Полое ФК-волокно [38, 40]		Фотонные запрещенные зоны ФК-оболочки	При условии снижения потерь		Передача в области максимального пропускания	Увеличение эффективности ВКР, ЧВВ, ФСМ		Передача лазерных импульсов для лазерной стоматологии
МС-интегрированные волноводные каналы [33, 123]		Полное внутреннее отражение	Мультиплексное преобразование частоты		Управление ДГС, солитоны	ЧВВ в режиме истощения накачки	Высокоэффективное преобразование частоты фемто-секундных импульсов	Инициирование фотохромизма
Перетянутые волокна [51, 52]		Полное внутреннее отражение	Ответители, мультиплексоры, демультиплексоры	Генерация частотных гребенок с шириной более октавы для фемто-секундных часов	Управление ДГС, солитоны	Увеличение эффективности ФСМ, ЧВВ, ГТГ, генерация СК, фазовое согласование каскадного ЧВВ	Новые схемы волоконных лазеров	Оптическая когерентная томография

Обозначения: МС-волокно — микроструктурированное волокно, ФК-волокно — фотонно-кристаллическое волокно, ФК-оболочка — фотонно-кристаллическая оболочка, ДГС — дисперсия групповой скорости, ФСМ — фазовая самомодуляция, ФКМ — фазовая кросс-модуляция, ЧВВ — четырехволновое взаимодействие, ГТГ — генерация третьей гармоники, ВКР — вынужденное комбинационное рассеяние, СК — суперконтинуум.

общего вида представлено в первой строке табл. 1. Система отверстий в оболочке волокна необязательно является периодической. Волноводные моды формируются (как и в обычном волокне) за счет явления полного внутреннего отражения на границе между кварцевой либо стеклянной сердцевиной и МС-оболочкой, эффективный показатель преломления которой из-за наличия воздушных отверстий ниже показателя преломления сердцевины.

Управление степенью локализации излучения в сердцевине волокна и долей мощности, распространяющейся вдоль сердцевины, достигается в подобном волокне за счет изменения процентного содержания воздуха в оболочке [15]. МС-волокна этого типа позволяют достичь радикального увеличения эффективности целого класса нелинейно-оптических взаимодействий [5], включая фазовую само- и кросс-модуляцию [15, 16], четырехволновые взаимодействия [17–21], генерацию третьей гармоники [16, 22] и вынужденное комбинационное рассеяние света [17].

Увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и возможность управления дисперсионными свойствами волноводных мод позволяет использовать лазерные импульсы малых энергий, включая

неусиленные лазерные импульсы, для генерации суперконтинуума [5, 23–26] — излучения с широким непрерывным спектром (рис. 26). Спектральная ширина излучения суперконтинуума при определенных условиях может составлять несколько октав. Явление генерации суперконтинуума приводит к революционным изменениям в области оптической метрологии [27–31] и активно используется в лазерной биомедицине [32], спектроскопии [33], фотохимии [34], а также оптике сверхкоротких импульсов [35, 36].

Управление дисперсией волноводных мод позволяет решать проблему фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия [17–21]. Микроструктурированные волокна в связи с этим используются не только как источники широкополосного излучения, но и как преобразователи частоты лазерных импульсов. Размер волноводной жилы является ключевым параметром, определяющим дисперсионные свойства волноводных мод в подобных структурах. Благодаря этому микроструктурно-интегрированные системы субмикрометровых кварцевых нитей позволяют реализовать мультиплексное преобразование частоты лазерных импульсов, в том числе лазерных импульсов нано- и субнаноджоулевых уровней энергии [37].

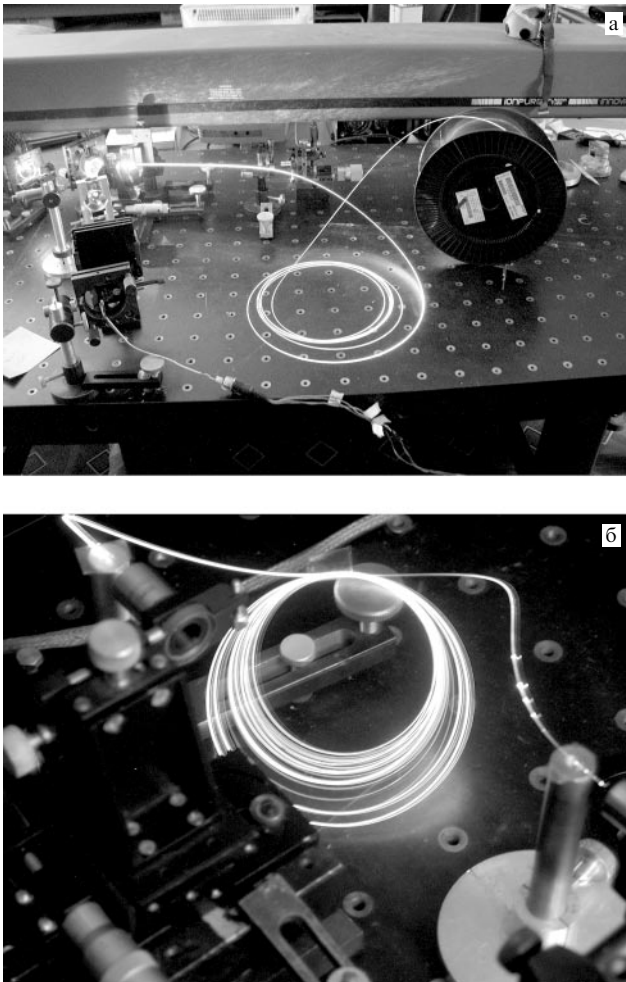


Рис. 2. (а) МС-волокна в лазерном эксперименте. (б) Генерация суперконтинуума неусиленными импульсами титан-сапфирового лазера в МС-волокнах. Снимки сделаны в Лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ. В волокна изготовлены под руководством Ю.Н. Кондратьева в ГОИ им. С.И. Вавилова.

Периодичность расположения воздушных отверстий в оболочке волокна является ключевым фактором для формирования волноводных мод в МС-волокнах с полый сердцевиной [38–40] (вторая строка табл. 1). Характерной особенностью двумерно-периодической структуры (двумерного фотонного кристалла) оболочки подобного волокна является наличие фотонных запрещенных зон — областей частот, в которых структура характеризуется высоким коэффициентом отражения, так как электромагнитное поле не может существовать в виде волн, распространяющихся внутри фотонно-кристаллической (ФК) оболочки.

Полые ФК-волокна открывают уникальные возможности для повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий в газовой фазе, включая явления вынужденного комбинационного рассеяния света [41], четырехволнового взаимодействия [42] и фазовой самомодуляции [43]. Подобные волокна могут быть использованы для лазерного управления микрочастицами и атомами [44], а также для передачи мощного лазерного излучения технологических лазерных систем в целях микрообработки материалов [45] и лазерной биомедицины [46].

МС-волокна с системой связанных волноводных каналов в виде регулярной структуры, окружающей центральную жилу (третья строка табл. 1), либо в виде паутины позволяют решать вопросы управления спектральным преобразованием сверхкоротких импульсов и генерации суперконтинуума [19, 20, 47, 48]. Подобные волокна представляют интерес для исследования фундаментальных аспектов взаимодействия лазерного излучения с микро- и наноструктурированными материалами, а также вопросов, связанных с влиянием разупорядоченности оболочки на свойства волноводных мод, формирующихся в полый сердцевине ФК-волокон [49].

К классу МС-волокон мы относим также волокна с перетяжкой (нижняя строка табл. 1). Перетянутые волокна все более широко используются для нелинейно-оптического преобразования спектра коротких лазерных импульсов и генерации широкополосного излучения. Возможность использования подобных волокон для повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий была экспериментально продемонстрирована группой Стегемана еще в начале 90-х годов [50]. Выполненные в последние годы экспериментальные исследования [51, 52] показали, что перетянутые волокна позволяют радикально повысить эффективность генерации суперконтинуума и приводят к значительному спектральному уширению фемтосекундных лазерных импульсов (одна-две октавы) уже при энергиях излучения порядка нескольких наноджоулей. Явление генерации суперконтинуума в перетянутых волокнах, наряду со спектральным сверхуширением в МС-волокнах, активно используется в оптической метрологии [30] и открывает новые возможности в спектроскопии [53], оптике сверхкоротких импульсов [54] и биомедицинской оптике [55].

Рабочая область (область перетяжки) перетянутых волокон характеризуется значительной разностью показателей преломления сердцевины (состоящей, как правило, из кварца) и оболочки (воздух), что обеспечивает высокую степень локализации излучения в сердцевине волокна. Изменением диаметра перетяжки удается перестраивать точку нулевой дисперсии групповой скорости практически во всей видимой области спектра. Вторая точка нуля дисперсии групповой скорости [51], возникающая при достаточно малых диаметрах перетяжки волокна, представляет значительный интерес для повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и получения лазерной генерации [56].

В таблице 1 приведен краткий перечень основных приложений МС-волокон. В последующих разделах мы подробнее остановимся на физических аспектах увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в МС- и полых ФК-волокнах и обсудим результаты экспериментов, демонстрирующих высокоэффективную генерацию суперконтинуума и преобразование частоты сверхкоротких импульсов в волокнах этих типов.

2. Волноводное увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов в микроструктурированных волокнах

В этом разделе обсуждаются физические механизмы увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в МС- и ФК-волокнах. Мы укажем на существование физического предела увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном

режиме, связанного с конкуренцией дифракции и удержания излучения в волноводе за счет градиента профиля показателя преломления. Оптимальные значения диаметра сердцевинки волокна с предельной для кварцевых волокон разностью показателя преломления лежат в субмикрометровом диапазоне. Мы покажем, что фактор увеличения эффективности процесса когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) в полой МС-волноводе относительно режима жесткой фокусировки характеризуется зависимостью $\lambda^2/\alpha^2 a^4$ от длины волны излучения λ , внутреннего радиуса a и коэффициента потерь α .

2.1. Микроструктурированные волокна: новый этап нелинейной оптики

С появлением МС- и ФК-волокон [4–11] нелинейная волноводная оптика вступила в новую фазу. Подобные волокна обеспечивают высокую степень локализации электромагнитного излучения в сердцевине волокна [14, 15] и открывают широкие возможности управления спектральным профилем дисперсионных характеристик путем изменения геометрии поперечного сечения волокна [12, 13]. Благодаря этим уникальным свойствам МС- и ФК-волокна позволяют достичь высоких эффективностей для всех основных нелинейно-оптических явлений при использовании неусиленных фемтосекундных импульсов, открывают новые возможности для преобразования частоты, трансформации спектра и управления параметрами сверхкоротких лазерных импульсов [7].

Увеличение эффективности целого набора нелинейно-оптических процессов, включая фазовую самомодуляцию [15], четырехволновые и параметрические взаимодействия [17–20], генерацию третьей гармоники [16, 22], вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) [17, 18], формирование солитонов [25], приводит к эффективной генерации излучения с широким непрерывным спектром — суперконтинуума [23, 24]. Генерация суперконтинуума в МС-волокнах является ключевым звеном фемтосекундных систем для высокоточных измерений [27–31], а также перспективным методом измерения и управления фазой сверхкоротких импульсов [35]. Это явление находит все более широкое применение в оптике сверхкоротких импульсов [36], спектроскопии [33] и биомедицинской оптике [32].

Вместе с тем, являясь результатом совместного действия и конкуренции многих нелинейно-оптических процессов, генерация суперконтинуума представляет собой интересное физическое явление, позволяющее глубже понять свойства основных нелинейно-оптических эффектов и наблюдать их новые проявления. Физические сценарии генерации суперконтинуума в МС-волокнах представляют собой увлекательный предмет фундаментальных исследований в пограничной области нелинейной оптики сверхкоротких импульсов и оптики микро- и наноструктур.

Волокна с оболочкой в виде двумерно-периодической микроструктуры (двумерного фотонного кристалла) и полой сердцевинкой, впервые продемонстрированные в работе [38], являются одним из наиболее интересных и перспективных классов МС-волокон. Фотонная запрещенная зона, возникающая в спектре пропускания двумерно-периодической оболочки волокон данного типа, обеспечивает высокий коэффициент отражения для излучения, распространяющегося вдоль полой сердцевинки, что позволяет реализовать особый режим волноводного

распространения [38–40]. Подобный волноводный режим представляет значительный интерес для телекоммуникационных приложений, а также открывает возможность повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий.

Эксперименты [41] продемонстрировали возможность радикального увеличения эффективности ВКР в полых ФК-волокнах. Возможность использования подобных волокон для лазерного управления частицами малых размеров продемонстрирована в работе [44]. Структура полых ФК-волокон представляется оптимальной для транспортировки лазерного излучения высокой мощности [45], генерации высоких гармоник [58], передачи сверхкоротких лазерных импульсов [59], а также для решения задачи волоконно-оптической доставки излучения в технологических лазерных системах [45].

Ввиду увлекательных перспектив, открывающихся в области нелинейной оптики в связи с использованием МС- и полых ФК-волокон, представляется необходимым изучить физические факторы, определяющие предельные значения эффективности нелинейно-оптических процессов в таких волокнах, выработать стратегию оптимизации структуры и параметров МС- и полых ФК-волокон для обеспечения максимальных эффективностей нелинейно-оптических взаимодействий.

Решение перечисленных выше задач является основной целью настоящего обзора. Мы рассмотрим процессы ВКР и КАРС в полых ФК-волокнах, исследуем факторы, влияющие на предельные значения эффективности процессов ВКР и КАРС в подобных волокнах, определим оптимальные длины волокон для процессов ВКР и КАРС с учетом волноводных потерь, эффектов группового запаздывания и фазового рассогласования.

Мы покажем, что МС-волокна открывают путь к достижению физического предела увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме. Существование этого предела связано с конкуренцией процессов дифракции и удержания излучения в волноводе за счет градиента профиля показателя преломления. Мы получим приближенные асимптотические выражения, позволяющие в ряде случаев качественно правильно описать поведение фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов и с удовлетворительной точностью оценить значения оптимального радиуса сердцевинки нелинейного волокна.

2.2. Физика волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов

В основе волоконной нелинейной оптики лежит идея использования оптических волокон для увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия [2]. Возможность увеличения эффективности широкого класса нелинейно-оптических процессов в оптическом волокне, таких как ВКР, фазовая само- и кросс-модуляция, и снижение порога для ряда нелинейных процессов (происходящих, например, с участием ВКР) может быть проиллюстрирована [2] расчетом произведения $I l_{\text{eff}}$ (где I — интенсивность излучения, l_{eff} — эффективная длина взаимодействия) в волокне и в режиме жесткой фокусировки.

Принимая во внимание, что длина взаимодействия в режиме жесткой фокусировки ограничена длиной обла-

сти перетяжки, которая в случае гауссова пучка приблизительно равна $l_{\text{eff}}^1 \approx \pi w_0^2 / \lambda$ (где w_0 — радиус перетяжки сфокусированного пучка, λ — длина волны излучения), получаем хорошо известное [2] выражение для предельного коэффициента увеличения эффективности нелинейно-оптического процесса в волокне с коэффициентом потерь α ($\alpha l \gg 1$, l — длина волокна):

$$\frac{I_f l_{\text{eff}}^f}{I_t l_{\text{eff}}^t} \approx \frac{\lambda}{\pi w_0^2 \alpha}. \quad (1)$$

Здесь I_f , I_t — интенсивности излучения, вычисленные для волокна и режима жесткой фокусировки соответственно.

Выражение (1) показывает, что увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводах основано на возможности достижения высоких интенсивностей при заданной мощности излучения за счет локализации поля в области сердцевинки волокна с малым радиусом и достижения больших длин взаимодействия в волокнах с малыми потерями ($l_{\text{eff}}^1 \approx 1/\alpha$). Фактор увеличения эффективности нелинейно-оптического процесса и снижения порога процессов, идущих с участием ВКР, как следует из выражения (1), растет с уменьшением диаметра волновода.

Представленный выше рецепт повышения эффективности нелинейно-оптических процессов, однако, оказывается пригодным лишь до определенных пределов, так как при уменьшении размера сердцевинки волокна возрастает влияние эффектов дифракции, приводящих к уменьшению доли мощности излучения, локализованной в сердцевине волокна. Получим выражение для коэффициента волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов с учетом данного фактора. Для этой цели представим произведение интенсивности электромагнитного излучения на эффективную длину взаимодействия в оптическом волокне в виде

$$I_f l_{\text{eff}}^f = \int_0^l dz \frac{P\eta}{\pi a^2} \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

где η — часть мощности излучения, локализованная в сердцевине волокна, a — радиус сердцевинки волокна.

Вычисляя интеграл в выражении (2) и полагая, как и ранее, $\alpha l \gg 1$, получаем

$$\xi = \frac{I_f l_{\text{eff}}^f}{I_t l_{\text{eff}}^t} \approx \frac{\lambda \eta}{\pi a^2 \alpha}. \quad (3)$$

Формула (3) позволяет рассчитать фактор волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов с учетом распределения мощности излучения между сердцевинкой и оболочкой волокна. В последующих разделах мы воспользуемся этой формулой для определения оптимального радиуса сердцевинки нелинейного волокна и рассмотрим применимость различных асимптотических выражений для оценки оптимальных характеристик нелинейных волокон.

2.3. Роль дифракции и физический предел волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов

Для вычисления доли мощности, локализованной в волноводной моде EH_{1m} в сердцевине волокна, воспользуемся известным из теории оптических волокон выра-

жением [1]:

$$\eta = \frac{\mathcal{E}_{\text{core}}}{\mathcal{E}_{\text{core}} + \mathcal{E}_{\text{clad}}}, \quad (4)$$

$$\mathcal{E}_{\text{core}} = \frac{kn_{\text{core}}^2}{\beta J_1^2(u)} \left\{ a_1 a_3 [J_0^2(u) + J_1^2(u)] + a_2 a_4 [J_2^2(u) + J_1(u) J_3(u)] \right\}, \quad (5)$$

$$\mathcal{E}_{\text{clad}} = \frac{kn_{\text{core}}^2}{\beta K_1^2(W)} \frac{u^2}{W^2} \left\{ a_1 a_5 [K_0^2(W) - K_1^2(W)] + a_2 a_6 [K_2^2(W) + K_1(W) K_3(W)] \right\}. \quad (6)$$

Здесь

$$a_1 = \frac{F_2 - 1}{2}, \quad a_2 = \frac{F_2 + 1}{2}, \quad a_3 = \frac{F_1 - 1}{2}, \quad a_4 = \frac{F_1 + 1}{2},$$

$$a_5 = \frac{F_1 - 1 + 2\Delta}{2}, \quad a_6 = \frac{F_1 + 1 - 2\Delta}{2},$$

$$F_1 = \frac{(uW)^2}{V^2} [b_1 + (1 - 2\Delta) b_2], \quad F_2 = \frac{V^2}{(uW)^2 (b_1 + b_2)},$$

$$b_1 = \frac{1}{2u} \left(\frac{J_0(u)}{J_1(u)} - \frac{J_2(u)}{J_1(u)} \right), \quad b_2 = -\frac{1}{2W} \left(\frac{K_0(W)}{K_1(W)} + \frac{K_2(W)}{K_1(W)} \right),$$

где $\Delta = (n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2) / 2n_{\text{core}}^2$, n_{core} — показатель преломления сердцевинки волокна, n_{clad} — показатель преломления оболочки, u — собственное значение характеристического уравнения для волноводной моды (параметр моды в сердцевине), $V = ka(n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2)^{1/2}$ — волноводный параметр ($k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения), $\beta = [k^2 n_{\text{core}}^2 - (u/a)^2]^{1/2}$ — постоянная распространения волноводной моды, $W = a(\beta^2 - k^2 n_{\text{clad}}^2)^{1/2}$ — параметр моды в оболочке, $J_n(x)$ — функции Бесселя первого рода, $K_n(x)$ — модифицированные функции Бесселя второго рода.

Зависимость фактора ξ от a , рассчитанная с использованием выражений (3)–(6), представлена кривой 1 на рис. 3а. Максимальные значения ξ достигаются при определенном оптимальном радиусе сердцевинки a_{opt} . Для фактора ξ , описываемого кривой 1 на рис. 3, $a_{\text{opt}} = 0,26$ мкм.

Для понимания физических факторов, определяющих поведение коэффициента ξ волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптического процесса как функции радиуса сердцевинки a волокна, рассмотрим более подробно предельные случаи $V \gg 1$ и $V \ll 1$, соответствующие волокнам с малым и большим отношением радиуса сердцевинки к длине волны излучения. С физической точки зрения разница между этими предельными случаями заключается в различном соотношении влияния эффектов дифракции и волноводного ограничения светового пучка за счет градиента профиля показателя преломления.

Для иллюстрации этого положения введем в качестве меры дифракции характерную угловую ширину пучка θ_d , которая в случае гауссова профиля интенсивности излучения с шириной w_0 определяется хорошо известным выражением [1]:

$$\theta_d = \arctg \frac{\lambda}{\pi n_{\text{core}} w_0} \approx \frac{\lambda}{\pi n_{\text{core}} a}. \quad (7)$$

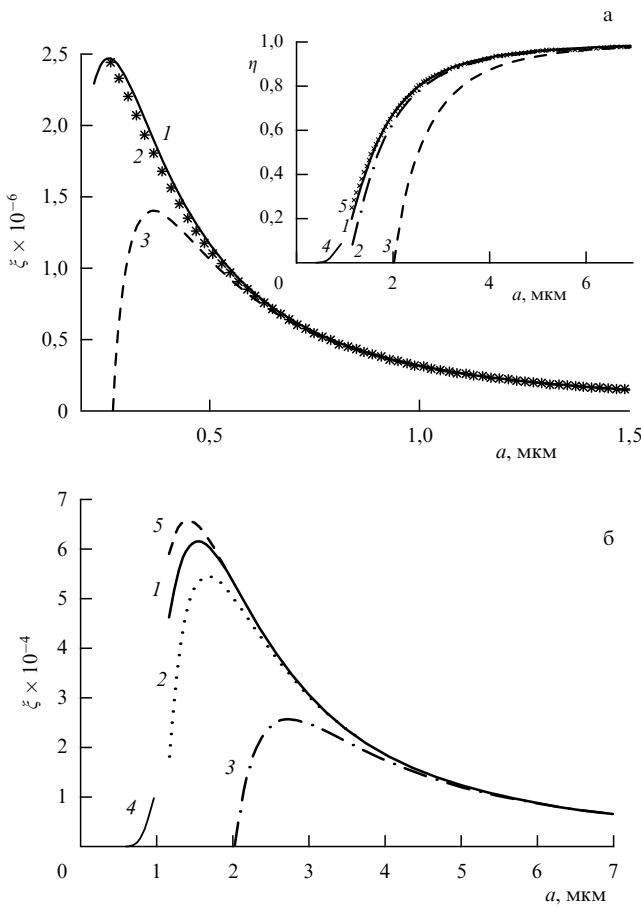


Рис. 3. Зависимость фактора ξ волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов от радиуса сердцевины a волокна: (а) для волокна с показателем преломления сердцевины $n_{core} \approx 1,45$ и показателем преломления оболочки $n_{clad} \approx 1$ ($\Delta \approx 0,26$) и излучения с длиной волны 1 мкм; (б) для излучения с длиной волны 1 мкм в слабнонаправляющем ($\Delta \approx 5 \times 10^{-3}$) волокне. Представлены расчеты с использованием: (1) выражений (3)–(6), (2) приближенной формулы (11) со значениями параметра моды u , найденными путем решения характеристического уравнения, (3) приближенной формулы (11) в предположении $u \approx 2,4$, (4) приближенной формулы (9) для режима $V \ll 1$, (5) приближенных формул (11), (15). На вставке к рис. 3а показана зависимость доли η мощности электромагнитного излучения, локализованной в сердцевине слабнонаправляющего ($\Delta \approx 5 \times 10^{-3}$) волокна, от радиуса сердцевины волокна a для излучения с длиной волны 1 мкм, рассчитанная с использованием: (1) выражений (4)–(6), (2) приближенной формулы (10) со значениями параметра моды u , найденными путем решения характеристического уравнения, (3) приближенной формулы (10) в предположении $u \approx 2,4$, (4) приближенной формулы (9) для режима $V \ll 1$, (5) приближенных формул (10), (15).

Используя формулу (7), представим волноводный параметр V в виде [1]

$$V = \frac{2\theta_c}{\theta_d}, \tag{8}$$

где

$$\theta_c = \arcsin \left(\frac{1 - n_{clad}^2}{n_{core}^2} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{1 - n_{clad}^2}{n_{core}^2} \right)^{1/2}$$

— критический угол скольжения.

Волноводный параметр V , таким образом, можно рассматривать в качестве меры баланса эффектов

дифракции и волноводного ограничения светового пучка. Для волноводов с большим радиусом сердцевины, таким, что $V \gg 1$, дифракция играет несущественную роль, и значительная часть мощности излучения сконцентрирована в сердцевине (см. вставку к рис. 3а). В противоположном предельном случае волокон с малым радиусом сердцевины, таких, что $V \ll 1$, дифракция играет существенную роль, и значительная часть мощности излучения распространяется в оболочке волокна (см. вставку к рис. 3а).

Для основной моды слабнонаправляющего оптического волокна ($\Delta \ll 1$) доля мощности η электромагнитного излучения, локализованного в сердцевине волокна, в предельном случае $V \ll 1$ может быть рассчитана с помощью асимптотического выражения [1]

$$\eta \approx 1,261 \frac{V^2 + 2}{V^4} \exp \left(-\frac{4}{V^2} \right). \tag{9}$$

Фактор η , как следует из выражения (9), быстро стремится к нулю при $V \rightarrow 0$ вследствие увеличения влияния эффектов дифракции (кривая 5 на вставке к рис. 3а).

Для больших значений параметра V имеется следующее приближенное выражение для доли мощности излучения, локализованного в основной волноводной моде в сердцевине слабнонаправляющего оптического волокна [1]:

$$\eta \approx 1 - \frac{u^2}{V^3}. \tag{10}$$

Для значений волноводного параметра $V \geq 3$ фактор η , рассчитанный по формуле (10) (кривая 3 на вставке к рис. 3а), с высокой точностью совпадает с результатом вычислений, выполненных с помощью выражений (4)–(6) (кривая 1 на вставке к рис. 3а). При увеличении радиуса сердцевины фактор η в этом режиме, как видно из выражения (10) и вставки к рис. 3а, стремится к единице. Это связано с уменьшением роли дифракции по сравнению с волноводным ограничением пучка за счет градиента профиля показателя преломления.

2.4. Асимптотические выражения для фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов и численные расчеты

Воспользуемся приближением (10) для оценки фактора увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Подставляя выражение (10) в формулу (3), получаем

$$\xi \approx \frac{\lambda}{\pi a^2 \alpha} \left(1 - \frac{u^2}{V^3} \right). \tag{11}$$

Применимость оценки (11) требует дополнительного анализа, так как эта формула получена с использованием асимптотических выражений для режима $V \gg 1$. Подобный подход является внутренне противоречивым, поскольку само существование физического предела для фактора ξ и оптимального радиуса сердцевины волокна обусловлено эффектами дифракции, которые в режиме $V \gg 1$ пренебрежимо малы (см. выражение (8)).

Фактор волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов, рассчитанный с использованием выражения (11), представлен кривой 2 (звездочки) на рис. 3а. Сравнение результатов прибли-

женных расчетов с результатами вычислений, выполненных по формулам (4)–(6) (кривая 1 на рис. 3а), показывает, что выражение (11) достаточно точно описывает поведение фактора ξ для больших значений радиуса сердцевин, т.е. в режиме слабой дифракции.

Оценка оптимального радиуса сердцевин волокна ($a_{\text{opt}} \approx 0,24$ мкм, кривая 2 на рис. 3а), полученная с использованием выражения (11), также достаточно хорошо согласуется со значением оптимального радиуса, полученным с помощью формул (4)–(6) ($a_{\text{opt}} \approx 0,26$ мкм, кривая 1 на рис. 3а).

Использование выражений (10), (11) подразумевает решение характеристического уравнения для волноводной моды в целях нахождения параметра моды u . Исследуем точность упрощенной процедуры получения оценок, основанной на использовании в выражении (11) предельных значений параметра волноводной моды, соответствующих большому V . Полагая $u \approx 2,4$ в случае основной волноводной моды, дифференцируя выражение (11) по a , приравнявая результат нулю и решая получающееся в результате этой процедуры уравнение, находим оптимальное значение радиуса сердцевин волокна, обеспечивающее максимальное увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме:

$$a_{\text{opt}} = \left(\frac{5}{2} \kappa\right)^{1/3} \lambda, \quad \kappa = \frac{u^2}{(2\pi)^3 (n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2)^{3/2}}. \quad (12)$$

Полагая $n_{\text{core}} \approx 1,45$, $n_{\text{clad}} \approx 1$, получаем оценку для оптимального радиуса сердцевин: $a_{\text{opt}} \approx 0,37\lambda$. Вследствие приближения $u \approx 2,4$ точность формулы (12) ниже точности выражений (10), (11). Зависимость фактора ξ от радиуса сердцевин волокна, рассчитанная с использованием формулы (11) в приближении $u \approx 2,4$ для излучения с длиной волны, равной 1 мкм, и указанных выше показателей преломления сердцевин и оболочки, представлена кривой 3 на рис. 3а.

Оценки для оптимального радиуса сердцевин волокна и максимального фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов, получаемые с помощью выражения (12), верны лишь по порядку величины (кривая 3 на рис. 3а). Оценка для максимального значения фактора ξ при этом оказывается систематически завышенной, так как в формуле (11) вместо реального (зависящего от V) параметра моды u используется его предельное значение на верхней границе. Максимальное значение фактора ξ на зависимости, представленной кривой 3 на рис. 3а, достигается при радиусе сердцевин, удовлетворяющем уравнению (12): $a_{\text{opt}} \approx 0,37$ мкм. Правильная по порядку величины, эта оценка в количественном выражении заметно отличается от результата, получаемого с использованием выражений (3)–(6).

Основным преимуществом оценки (12) является ее простота и возможность качественного понимания влияния волноводных параметров на оптимальный радиус сердцевин и максимальное значение фактора ξ . Фактор волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в этом приближении может быть представлен в виде

$$\xi = \frac{4\pi}{\alpha\lambda} (n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2) \psi(V), \quad (13)$$

где

$$\psi(V) = \frac{1}{V^2} \left(1 - \frac{u^2}{V^3}\right). \quad (14)$$

При использовании в качестве оценки параметра моды u его предельного значения на верхней границе ($u \approx 2,4$ для основной моды) функция $\psi(V)$ зависит только от типа волноводной моды и достигает своего максимального значения при $V_{\text{opt}} = (5/2)^{1/3} u^{2/3}$. Из выражения (13) следует, в частности, что уменьшения оптимального радиуса сердцевин и, значит (ввиду выражения (3)), повышения максимальной эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме можно достичь путем увеличения разности показателей преломления сердцевин и оболочки (параметра Δ).

На рисунке 3б представлены зависимости фактора ξ от радиуса сердцевин a волокна для слабораспространяющихся волокон с параметром $\Delta \approx 5 \times 10^{-3}$. Максимальное значение фактора ξ для излучения с длиной волны 1 мкм достигается в этом случае при радиусе сердцевин, равном 1,5 мкм (кривая 1 на рис. 3б). Значение фактора ξ при этом почти в 40 раз ниже, чем в случае волокна с предельным для кварцевых структур значением разности показателей преломления $\Delta \approx 0,26$ (рис. 3а).

В случае слабораспространяющихся волокон приближенное выражение (11) также позволяет достаточно точно оценить оптимальный радиус волокна и максимальные значения фактора ξ (кривая 2 на рис. 3б). Формула (11), в которой параметр моды u заменяется его предельным значением на верхней границе ($u \approx 2,4$), дает оценку этих параметров лишь по порядку величины (кривая 3 на рис. 3б), однако качественно правильно предсказывает уменьшение максимального значения фактора ξ для меньших значений разности показателей преломления.

Разность квадратов показателей преломления $n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2$, входящая в формулу (13), для зависимостей, представленных на рис. 3а, примерно в 50 раз больше, чем величина $n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2$ для рис. 3б. При этом значение фактора ξ , рассчитанное по точным формулам (3)–(6), изменяется примерно в 40 раз (ср. кривые 1 на рис. 3а и 3б). На практике максимальные значения параметра Δ достигаются для перетянутых волокон [51, 52] и МС-волокон с высокими факторами заполнения оболочки воздухом [15, 60]. Волокна этого типа, таким образом, открывают возможность достижения физического предела волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий.

Как следует из выполненного выше анализа, использование в выражениях (11), (13), (14) значения параметра моды, соответствующего его предельному значению на верхней границе, не позволяет достичь высокой точности оценки факторов η и ξ . Точность приближения (13), (14) в ряде случаев удается повысить при использовании асимптотического представления для параметра u основной моды [1]:

$$u \approx 2,405 \exp\left(-\frac{1+\Delta}{V}\right). \quad (15)$$

Формулы (13), (14) в сочетании с асимптотикой (15) дают хорошие результаты при расчете доли мощности, локализованной в сердцевине волокна (кривая 5 на вставке к рис. 3а), и фактора ξ волноводного увеличения

эффективности нелинейно-оптического процесса (кривая 5 на рис. 3б), что позволяет с удовлетворительной точностью рассчитать оптимальный радиус сердцевины волокна и максимальное значение фактора ξ . При увеличении параметра Δ , однако, происходит нарастание погрешности оценки фактора η на основе выражений (10), (15) в промежуточном диапазоне значений параметра V , соответствующих максимальным значениям волноводного увеличения эффективности нелинейных процессов. Точность оценки оптимального радиуса сердцевины и максимального значения фактора ξ при этом снижается.

2.5. ВКР и КАРС в собственных модах полых фотонно-кристаллических волокон

В настоящем разделе мы рассмотрим возможности повышения эффективности нелинейно-оптических процессов типа ВКР и КАРС, связанные с использованием полых МС- и ФК-волокон. Подобные волноводы широко используются [61] для формирования сверхкоротких импульсов за счет эффектов фазовой само- и кросс-модуляции на керровской нелинейности [62–64] и ВКР [65], а также для генерации оптических гармоник высоких порядков [66–69] и повышения чувствительности методов четырехфотонной спектроскопии газовых сред [70–72].

В полых волноводах показатель преломления сердцевины n_{core} ниже показателя преломления оболочки $n_{\text{clad}} = \sqrt{\epsilon_{\text{clad}}}$. Поэтому постоянные распространения мод полых волноводов

$$\beta = \left[k_{\text{core}}^2 - \left(\frac{u_n}{a} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[k_{\text{clad}}^2 - \left(\frac{W_n}{a} \right)^2 \right]^{1/2}$$

имеют отличные от нуля мнимые составляющие, и распространение света в подобных волноводах сопровождается потерями излучения. Здесь $k_{\text{core}} = n_{\text{core}}\omega/c$, $k_{\text{clad}} = n_{\text{clad}}\omega/c$, u_n — собственное значение характеристического уравнения для волноводной моды с системой модовых индексов n , W_n — поперечное волновое число моды оболочки волокна.

Для мод EH_{mn} полого волновода с внутренним радиусом a и показателем преломления газа, заполняющего полую сердцевину, $n_{\text{core}} \approx 1$ коэффициент затухания интенсивности излучения определяется выражением [73, 74]

$$\alpha = \left(\frac{u_{mn}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{n^2 + 1}{(n^2 - 1)^{1/2}}, \quad (16)$$

где $n = n_{\text{clad}}$. Подобное поведение коэффициента потерь накладывает ограничения на уменьшение радиуса волновода в нелинейно-оптических экспериментах. Используя выражение (16), получаем, что коэффициент затухания основной моды полого волновода с кварцевой оболочкой и внутренним радиусом 7 мкм для излучения с длиной волны 1 мкм превышает $6,5 \text{ см}^{-1}$, что делает подобное волокно непригодным для практических приложений.

Для качественной иллюстрации идеи уменьшения потерь в полом волноводе с периодической МС-оболочкой по сравнению с полым волноводом со сплошной оболочкой воспользуемся хорошо известным результатом анализа распространения излучения в планарном

волноводе с периодической оболочкой [75]. Уменьшение коэффициента оптических потерь в полом волноводе с ФК-оболочкой относительно потерь в полом волноводе со сплошной оболочкой характеризуется отношением логарифмов коэффициентов отражения от стенки полого волновода и от периодической структуры.

Вблизи центра фотонной запрещенной зоны в спектре отражения периодической структуры оболочки волновода с достаточно большим числом слоев N увеличение числа периодов модуляции показателя преломления оболочки полого волновода позволяет достичь экспоненциального уменьшения коэффициента оптических потерь в полом волноводе с периодической оболочкой α_{PBG} по сравнению с коэффициентом оптических потерь полого волновода со сплошной оболочкой α_h :

$$\frac{\alpha_{\text{PBG}}}{\alpha_h} \propto a \exp(-2|\kappa|Nd),$$

где κ — коэффициент связи прямой и обратной волн в периодической структуре, d — размер периода модуляции показателя преломления в оболочке. Таким образом, полые волноводы с периодической оболочкой позволяют существенно снизить оптические потери, характерные для мод полых волноводов.

Структура полых ФК-волокон представляется оптимальной для реализации эффективных волноводных режимов ВКР и КАРС. Спектры пропускания полых ФК-волокон характеризуются наличием изолированных максимумов [38–40], позволяющих рассчитывать на достижение высоких эффективностей нелинейно-оптических взаимодействий спектрально-разделенных оптических сигналов, частоты которых попадают в область минимальных потерь полого ФК-волокна. Процессы ВКР и КАРС принадлежат этому классу нелинейно-оптических взаимодействий. В последующих разделах мы рассмотрим пути оптимизации параметров полых ФК-волокон для достижения максимальных эффективностей процессов ВКР и КАРС.

2.6. Вынужденное комбинационное рассеяние

2.6.1. Влияние волноводных потерь и оптимальная длина.

Для оценки влияния волноводных потерь на процесс ВКР в полом волноводе со сплошной либо ФК-оболочкой, имеющей длину l , воспользуемся решением уравнения стационарного ВКР для интенсивности стоксова сигнала в пренебрежении эффектами истощения накачки [2]:

$$I_s(l) = I_s(0) \exp(gI_0 l_{\text{eff}} - \alpha_s l), \quad (17)$$

где g — коэффициент ВКР-усиления, I_0 — начальная интенсивность сигнала накачки,

$$l_{\text{eff}} = \frac{1}{\alpha_p} [1 - \exp(-\alpha_p l)] \quad (18)$$

— эффективная длина взаимодействия, α_p и α_s — коэффициенты потерь на частоте накачки и стоксова сигнала.

Как следует из выражений (17) и (18), интенсивность ВКР-сигнала определяется коэффициентом ВКР-усиления, интенсивностью излучения накачки и коэффициентами потерь на частотах излучения накачки и стоксова сигнала. Использование полых ФК-волокон с радиусом сердцевины порядка 13–15 мкм [38, 40] позволяет достичь интенсивностей излучения накачки порядка

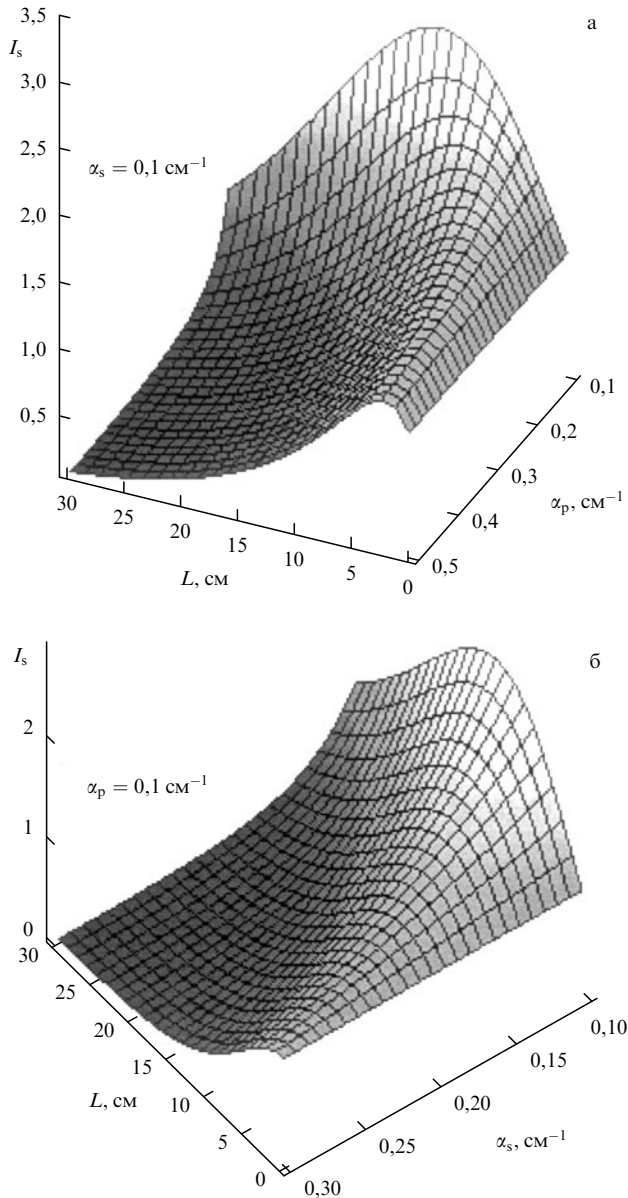


Рис. 4. Зависимость интенсивности ВКР-сигнала от длины волокна L и коэффициентов потерь излучения накачки (а) и стоксова сигнала (б) при $gI_0 = 0,3 \text{ см}^{-1}$.

$5 \times 10^{10} - 5 \times 10^{12} \text{ Вт см}^{-2}$ при использовании импульсов длительностью 100 фс и энергией на уровне 0,01 – 1 мкДж. На рисунке 4 представлены зависимости интенсивности стоксова сигнала от длины волокна и коэффициентов потерь на частотах излучения накачки и стоксова сигнала, характерных для полых ФК-волноводов с радиусом сердцевины порядка 13–15 мкм. Расчеты выполнялись в предположении, что $gI_0 = 0,3 \text{ см}^{-1}$. Подобные значения фактора gI_0 могут быть достигнуты для молекулярного водорода ($b^2 = [(1/3) \text{Sp}(\partial\alpha_{ij}/\partial Q)]^2 \approx 4 \times 10^{-34} \text{ см}^4$, где $\partial\alpha_{ij}/\partial Q$ — производная электронной поляризуемости молекул по обобщенной координате Q , описывающей ядерную конфигурацию) или азота ($b \approx 1,6 \times 10^{-33} \text{ см}^4$) при атмосферном давлении и приведенных выше интенсивностях лазерного излучения.

Из выражений (17), (18) и рис. 4б видно, что нарастание стоксова сигнала происходит лишь при условии

$gI_0 > \alpha_s$. В противном случае волноводные потери приводят к экспоненциальному затуханию стоксова сигнала. При малых значениях l , таких, что $\alpha_p l, \alpha_s l, gI_0 l \ll 1$, интенсивность стоксова сигнала растет линейно с увеличением l (рис. 4). Для значений l много больше длины затухания излучения накачки ($\alpha_p l \gg 1$) волноводные потери приводят к значительному ослаблению излучения накачки, и интенсивность стоксова сигнала экспоненциально спадает как функция l с характерным пространственным масштабом, равным длине затухания стоксова сигнала.

Таким образом, процесс ВКР в волокне с потерями характеризуется наличием оптимальной длины волокна $l_{\text{opt}}^{\text{SRS}}$, обеспечивающей максимальную эффективность генерации стоксовой компоненты (рис. 4). Используя формулы (17) и (18), получаем выражение для оптимальной длины волокна $l_{\text{opt}}^{\text{SRS}}$ (при $gI_0 > \alpha_s$):

$$l_{\text{opt}}^{\text{SRS}} = \frac{1}{\alpha_p} \ln \frac{gI_0}{\alpha_s}. \quad (19)$$

Подставляя оптимальное значение длины волновода в выражение (17), находим максимальное значение интегрального коэффициента ВКР-усиления в полном волноводе:

$$G = \frac{gI_0}{\alpha_p} - \frac{\alpha_s}{\alpha_p} \left(1 + \ln \frac{gI_0}{\alpha_s} \right). \quad (20)$$

В случае $gI_0 \gg \alpha_s$, α_p второе слагаемое в выражении (20) мало по сравнению с первым. При этом максимальное увеличение интегрального коэффициента ВКР-усиления в полном волноводе относительно интегрального коэффициента ВКР-усиления в режиме жесткой фокусировки определяется выражением

$$\zeta = \frac{\lambda}{\pi a^2 \alpha_p}. \quad (21)$$

Сравнивая выражения (3) и (21), находим, что верхний предел увеличения интегрального коэффициента ВКР-усиления, полученный с использованием соотношений (17)–(20), описывающих стационарный режим ВКР, совпадает с оценкой увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов (см. формулу (3)) на основе самых общих физических соображений. Как следует из выражения (21), полые МС- и ФК-волокна даже небольшой длины позволяют достичь существенного увеличения порога ВКР-процесса (рис. 4). Существенное снижение порога ВКР-процесса в полых МС-волокнах наблюдалось в работе [41]. В разделе 2.7 мы покажем, что подобные волноводы позволяют достичь еще более значительного увеличения эффективности генерации нелинейно-оптического сигнала в случае КАРС [42].

2.6.2. Эффекты группового запаздывания и дисперсии групповой скорости. Эффекты группового запаздывания ограничивают длину нелинейно-оптического взаимодействия, что приводит к разбеганию импульсов накачки и стоксова сигнала на характерной длине

$$l_w = \frac{\tau}{|v_p^{-1} - v_s^{-1}|},$$

где v_p и v_s — групповые скорости импульса накачки и стоксова импульса соответственно, τ — длительность импульса накачки. Дисперсия групповой скорости приводит к расплыванию коротких импульсов на характерной длине

$$l_d = \frac{\tau^2}{|\beta_2|}.$$

С учетом этих эффектов эффективная длина взаимодействия импульса накачки и стоксова импульса должна быть переопределена следующим образом:

$$L_{\text{eff}} = \min(l_{\text{eff}}, l_w, l_d).$$

Влияние расстройки групповых скоростей и дисперсии групповой скорости в волноводном режиме ВКР может быть уменьшено при соответствующем выборе параметров волновода и газа за счет использования волноводной составляющей дисперсии [76]. С физической точки зрения эта возможность связана с тем обстоятельством, что групповая скорость светового импульса в наполненном газом полем волноводе (сплошная кривая на рис. 5а)

$$v^{pq} = \left(\frac{\partial K^{pq}}{\partial \omega} \right)^{-1} \quad (22)$$

отличается от групповой скорости импульса в том же газе в отсутствие волновода (штриховая кривая на

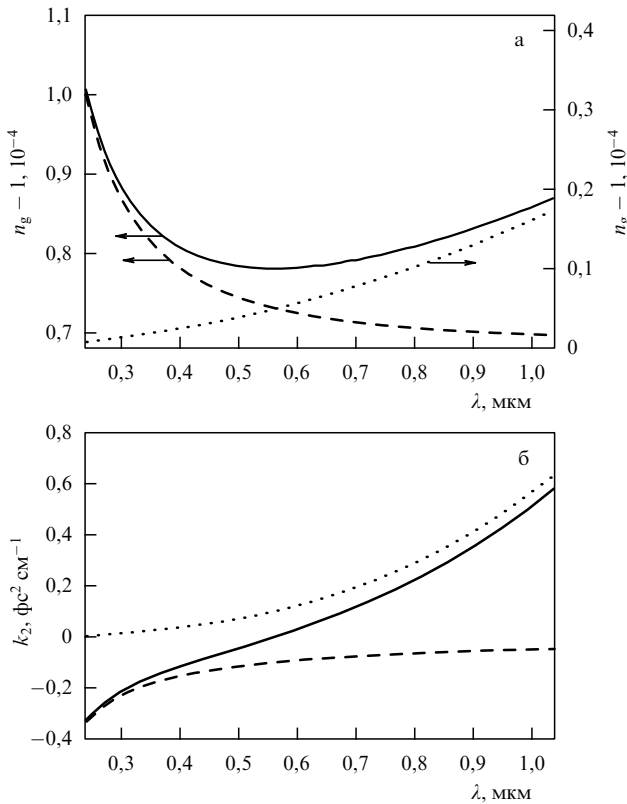


Рис. 5. Зависимости группового индекса $n_g = c/v_g$ (а) и дисперсии групповой скорости (б) от длины волны для молекулярного водорода (штриховые кривые), волноводной моды EH_{11} (пунктирные кривые), моды EH_{11} наполненного молекулярным водородом полого волновода (сплошные кривые). Давление газа составляет 0,5 атм, внутренний радиус волновода равен 68 мкм.

рис. 5а)

$$v = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)^{-1} = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{\omega}{n} \frac{\partial n}{\partial \omega} \right)^{-1}. \quad (23)$$

В соотношениях (22) и (23) K^{pq} — постоянная распространения, соответствующая собственной моде полого волновода с индексами p и q , $k = n\omega/c$, n — показатель преломления газа. Это различие связано с отличием волнового числа k в свободном газе от постоянной распространения для собственной моды полого волновода, которая определяется выражением

$$K^{pq} = (k^2 - h_{pq}^2)^{1/2},$$

где величина h_{pq} находится из характеристического уравнения для собственной моды волновода.

В частности, используя известные выражения для постоянных распространения собственных мод полых волнопроводов [73], получаем формулу для групповой скорости светового импульса с поперечным распределением поля, соответствующим моде EH_{1m} полого волновода:

$$v_m = v_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{u_{mc}}{a\omega n} \right)^2 \right]. \quad (24)$$

Здесь

$$v_0 = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{\omega}{n} \frac{\partial n}{\partial \omega} \right)^{-1}$$

— групповая скорость в свободном газе.

Таким образом, расстройка групповых скоростей может быть представлена в виде суммы двух составляющих:

$$\Delta K_m = \Delta K_0 + \Delta K_m^w, \quad (25)$$

где ΔK_0 и ΔK_m^w — компоненты групповой расстройки за счет дисперсии газа и волновода соответственно.

Из выражения (24) видно, что волноводная составляющая групповой расстройки уменьшается обратно пропорционально квадрату внутреннего радиуса волновода:

$$\Delta K_m^w \propto a^{-2}.$$

Физически данное обстоятельство означает возможность более эффективной компенсации групповых расстроек в полых волноводах с меньшими внутренними радиусами. Зависимости группового индекса и дисперсии групповой скорости от длины волны для молекулярного водорода при давлении 0,5 атм представлены штриховыми кривыми на рис. 5. Пунктирными кривыми на тех же рисунках приведены зависимости группового индекса и дисперсии групповой скорости от длины волны для мод EH_{11} полого волновода с внутренним радиусом 68 мкм. Результирующие зависимости группового индекса и дисперсии групповой скорости от длины волны с учетом волноводной дисперсии показаны сплошными кривыми.

Как видно из приведенных зависимостей, при правильном выборе параметров волновода волноводная составляющая дисперсии уменьшает групповую задерж-

ку и дисперсию групповых скоростей импульса накачки и стоксова сигнала. В частности, для определенной длины волны (560 нм на рис. 5б) удается добиться полной компенсации материальной и волноводной составляющих дисперсии групповой скорости. При этих условиях возникает точка нулевой дисперсии групповой скорости, которая отсутствует на профиле дисперсии групповой скорости газа (штриховая кривая на рис. 5б). Длина волны, при которой дисперсия групповой скорости обращается в нуль, может быть найдена путем двукратного дифференцирования выражения для постоянных распространения волноводных мод. Эта процедура приводит к следующему приближенному выражению:

$$k_2 = v_0^{-2} \left(\frac{\lambda}{2\pi n} \right)^3 \left(\frac{u_m}{a} \right)^2, \quad (26)$$

где k_2 — материальная составляющая дисперсии групповой скорости.

Из выражения (26) следует, что длина волны, соответствующая нулевой дисперсии групповой скорости, может перестраиваться путем выбора внутреннего радиуса волновода и типа волноводной моды, а также изменением давления и сорта газа, заполняющего волновод. При изменении длины волны и внутреннего радиуса волновода волноводная составляющая дисперсии групповой скорости масштабируется как λ^3/a^2 .

2.7. Когерентное антистоксово рассеяние света

Когерентное антистоксово рассеяние света [77–82] — один из наиболее удобных, эффективных и практичных методов нелинейной когерентной спектроскопии. Использование волноводных режимов КАРС [70, 83–87] позволяет существенно повысить чувствительность и расширить область применимости этой спектроскопической техники. В частности, в 70-х годах были выполнены первые эксперименты [70], продемонстрировавшие увеличение эффективности процесса КАРС в наполненных газом полых волноводах и открывшие нелинейно-оптическую главу в истории полых волноводов.

Аналогично случаю ВКР увеличение эффективности генерации сигнала КАРС в полых волноводах достигается за счет локализации электромагнитного излучения в сердцевине волокна малого размера и возможности достижения больших длин взаимодействия. Ниже мы покажем, что увеличение эффективности нелинейно-оптического взаимодействия в случае процесса КАРС в полых МС-волноводах с малым внутренним радиусом может существенно превосходить аналогичный выигрыш, достижимый для процесса ВКР. При этом увеличение эффективности процесса КАРС в волноводном режиме относительно режима жесткой фокусировки определяется фактором, пропорциональным $\lambda^2/\alpha^2 a^4$. Это позволяет достичь существенно более высоких значений выигрыша в эффективности процесса КАРС для полых МС-волноводов с малыми внутренними радиусами.

Для вычисления отношения эффективностей процесса КАРС $\omega_s = \omega_0 + \omega_1 - \omega_2$ в волноводном режиме и в режиме жесткой фокусировки воспользуемся следующим выражением для мощности сигнала КАРС [88]:

$$P_{\text{CARs}} = 1,755 \times 10^{-5} \frac{\omega_s^4 k_0 k_1 k_2}{c^4 k_s^2 k'} D^2 |\chi_{\text{eff}}^{(3)}|^2 P_0 P_1 P_2 F_2. \quad (27)$$

Здесь k_0, k_1, k_2, k_s — волновые числа (постоянные распространения для волноводного режима) полей с частотами $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \omega_s$ соответственно; P_0, P_1, P_2 — мощности полей с частотами $\omega_0, \omega_1, \omega_2$ соответственно; $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ — комбинация составляющих тензора кубической нелинейно-оптической восприимчивости, соответствующая набору векторов поляризации полей накачки и сигнала; D — фактор, учитывающий, согласно [89], частотное вырождение четырехволнового процесса;

$$F_2 = \frac{2k'}{\pi b} \int_0^\infty dR 2\pi R \times \left| \int_{-\zeta}^{\xi} d\xi' \frac{\exp[(i/2)b\Delta k \xi']}{(1+i\xi')(k''-ik'\xi')H} \exp\left(-\frac{R^2}{bH}\right) \right|^2 \quad (28)$$

— интеграл фазового синхронизма, $\Delta k = k_s - (k_0 + k_1 - k_2)$, $k' = k_0 + k_1 - k_2$, $k'' = k_0 + k_1 + k_2$, $\xi = 2(z-f)/b$, $\zeta = 2f/b$, $b = n_j \omega_j w_0^2/c$ — конфокальный параметр, w_0 — радиус перетяжки пучка,

$$H = \frac{(1+\xi')^2}{k''-ik'\xi'} - i \frac{\xi' - \xi}{k'}. \quad (29)$$

В предельном случае жесткой фокусировки, когда конфокальный параметр b и длина нелинейной среды l удовлетворяют соотношению $b \ll l$, уменьшение радиуса перетяжки не приводит к дальнейшему увеличению мощности сигнала КАРС из-за соответствующего уменьшения длины взаимодействия. С математической точки зрения этот хорошо известный результат теории КАРС выражается в том, что в пределе жесткой фокусировки интеграл фазового согласования стремится к предельному значению [88]

$$F_2 = 4\pi^2 \frac{\exp[-(k''/k')|\Delta k|b]}{(1+k''/k')^2}. \quad (30)$$

При малых фазовых расстройках ($\Delta k l \ll \pi$) имеем

$$F_2 = \frac{4\pi^2}{(1+k''/k')^2}. \quad (31)$$

В случае слабо сфокусированных световых пучков ($b \gg l$) и слабого поглощения интеграл фазового согласования приводится к виду [88]

$$F_2 = \frac{k'}{k''} \frac{4l^2}{b^2} \frac{\sin^2(\Delta k l/2)}{(\Delta k l/2)^2}. \quad (32)$$

Для малых фазовых расстройек выражение (32) дает

$$F_2 = \frac{k'}{k''} \frac{4l^2}{b^2}. \quad (33)$$

Из выражений (32) и (33) видно (см. также [70, 71, 88]), что увеличение эффективности процесса КАРС в режиме волноводного распространения в полном волноводе с внутренним радиусом a и длиной l относительно режима жесткой фокусировки в случае фазового согласования пропорционально $\lambda^2 l^2/a^4$ (с точностью до интеграла перекрытия поперечных профилей полей взаимодействующих волноводных мод [83]). Ключевым фактором, ограничивающим увеличение эффективности процесса КАРС в полых волноводах со сплошной оболочкой, экспериментально продемонстрированное в

работах [70–72], являются волноводные потери, которые характеризуются коэффициентом затухания, растущим как λ^2/a^3 при уменьшении внутреннего радиуса волновода a [62].

Фактор, описывающий влияние оптических потерь и фазового рассогласования на эффективность процесса КАРС в режиме слабой фокусировки, может быть представлен в виде [78]

$$M \propto \exp [- (\Delta\alpha + \alpha_4) l] \frac{\sinh^2(\Delta\alpha l/2) + \sin^2(\Delta k l/2)}{(\Delta\alpha l/2)^2 + (\Delta k l/2)^2} l^2, \quad (34)$$

где $\Delta\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 - \alpha_4)/2$; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ — коэффициенты затухания излучения на длинах волн $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \omega_3$ соответственно.

Как следует из выражения (34), процесс КАРС в волокне с потерями характеризуется наличием оптимальной длины волокна $l_{\text{opt}}^{\text{CARS}}$ (рис. 6), обеспечивающей максимальную эффективность генерации антистоксова сигнала:

$$l_{\text{opt}}^{\text{CARS}} = \frac{1}{\Delta\alpha} \ln \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3}{\alpha_4}. \quad (35)$$

В случае $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha_3 \approx \alpha_4 = \alpha$ имеем

$$l_{\text{opt}}^{\text{CARS}} = \frac{\ln 3}{\alpha}. \quad (36)$$

Полагая выполненным условие оптимального согласования радиуса перетяжки пучка и внутреннего радиуса волновода $w_0 = 0,73a$ [73] и подставляя выражение (36) для оптимальной длины взаимодействия в формулы (33) и (34), получаем следующее выражение для фактора увеличения эффективности процесса КАРС в полем волноводе с потерями относительно режима жесткой фокусировки в условиях фазового синхронизма:

$$\mu = 1,3 \times 10^{-3} \frac{(k' + k'')^2}{k'k''} \frac{\lambda^2}{\alpha^2 a^4}. \quad (37)$$

При этом мы полагаем, что показатель преломления газа, заполняющего полую сердцевину волокна, равен

единице, и учитываем, что при $\Delta k = 0$ и $l = l_{\text{opt}}^{\text{CARS}} = \ln 3/\alpha$ фактор

$$M = \frac{(\sqrt{3} - 1/\sqrt{3})^2}{(3 \ln 3)^2} \approx 0,123.$$

Подставляя в формулу (37) выражение (16) для коэффициента оптических потерь в полем волноводе со сплошной оболочкой и полагая $u_n = 2,4$ (значение первого корня функции Бесселя нулевого порядка, соответствующее предельному собственному значению характеристического уравнения для моды EH_{11} полого волновода), получаем фактор увеличения эффективности процесса КАРС в таком волноводе для случае точного фазового синхронизма ($\Delta k = 0$):

$$\rho = 6,1 \times 10^{-2} \frac{(k' + k'')^2}{k'k''} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \frac{n^2 - 1}{(n^2 + 1)^2}. \quad (38)$$

Зависимость фактора ρ увеличения эффективности процесса КАРС в полем волноводе со сплошной оболочкой от внутреннего радиуса a полого волновода представлена кривой l на рис. 7а. Оптические потери, растущие при уменьшении внутреннего радиуса полого волновода, не позволяют достичь больших значений фактора увеличения эффективности процесса КАРС.

Ситуация радикально изменяется в случае полых МС-волокон. Увеличение эффективности процесса КАРС в таких волокнах относительно режима жесткой фокусировки описывается выражением (37). Волноводные потери по-прежнему являются основным физическим фактором, ограничивающим увеличение сигнала КАРС в волноводном режиме (см. рис. 6). Однако полые МС-волноводы могут характеризоваться достаточно низкими уровнями оптических потерь даже при малых значениях внутреннего диаметра. Коэффициент затухания излучения видимого диапазона для МС-волокон, продемонстрированных в [41], составлял 1–3 дБ м^{-1} при диаметре полый сердцевинны около 15 мкм. Кривые 2 и 3 на рис. 7а показывают зависимость фактора μ от внутреннего радиуса полого МС-волновода для двух значений коэффициента затухания α : 0,1 и 0,01 см^{-1} .

Из выражений (37) и (38) для факторов ρ и μ , характеризующих увеличение эффективности процесса

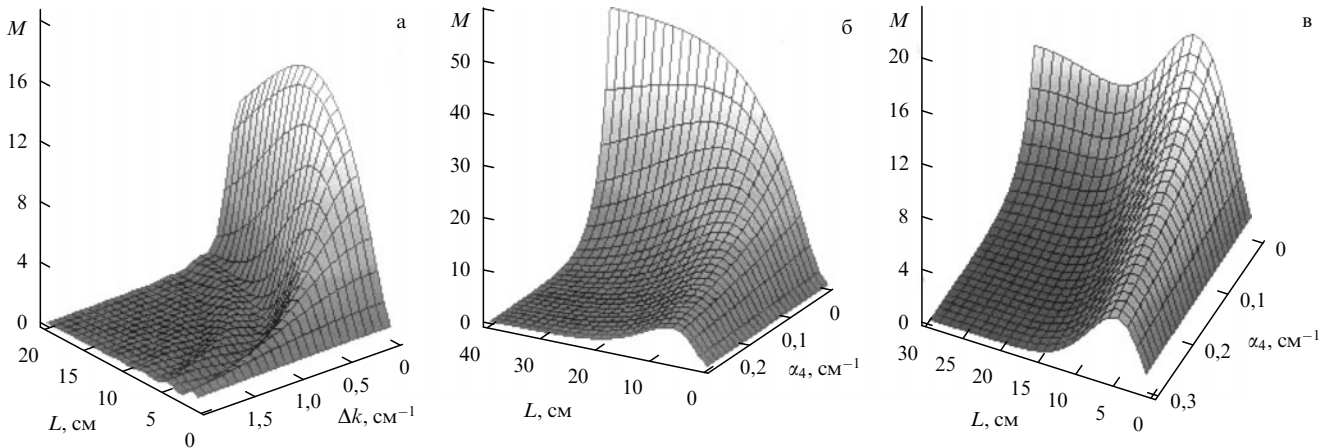


Рис. 6. Зависимость фактора M , учитывающего влияние эффектов распространения на процесс КАРС, от длины волокна L , фазовой расстройки и коэффициента затухания α_4 : (а) $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0,1 \text{ см}^{-1}$; (б) $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0,1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\beta = 0$; (в) $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0,1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\beta = 0,3 \text{ см}^{-1}$.

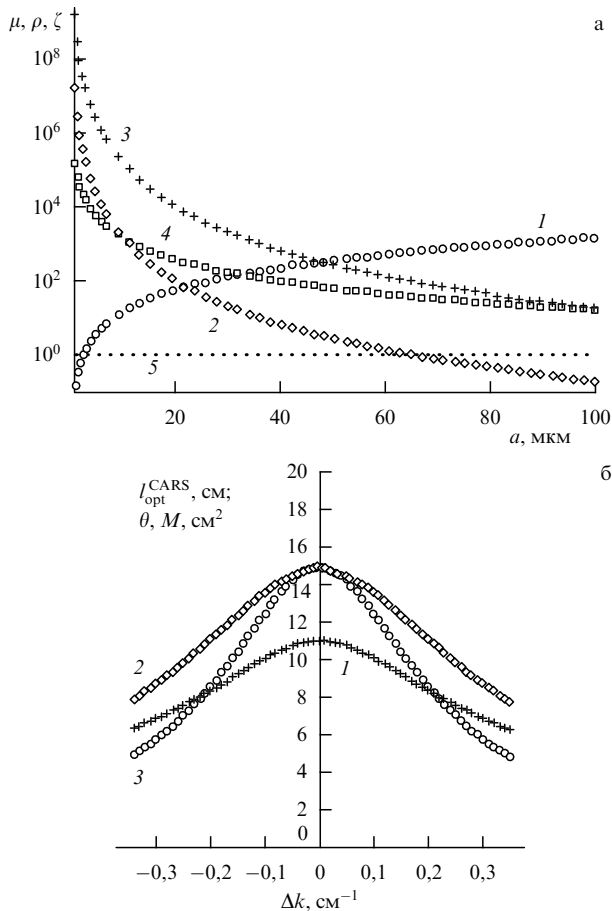


Рис. 7. (а) Зависимости факторов ρ и μ увеличения эффективности процесса КАРС в полном волноводе со сплошной оболочкой (кривая 1) и в полном МС-волноводе с коэффициентами затухания α , равными $0,1 \text{ см}^{-1}$ (кривая 2) и $0,01 \text{ см}^{-1}$ (кривая 3) от внутреннего радиуса волновода a . Зависимость фактора ζ увеличения эффективности ВКР-процесса в полном МС-волноводе с коэффициентом затухания $\alpha = 0,01 \text{ см}^{-1}$ от внутреннего радиуса волновода a представлена кривой 4. Пунктирная линия 5 соответствует эффективности процесса КАРС в режиме жесткой фокусировки; длина волны $0,5 \text{ мкм}$. (б) Зависимости оптимальной длины $l_{\text{opt}}^{\text{CARS}}$ для процесса КАРС (кривая 1), величины $\theta = 0,123 (l_{\text{opt}}^{\text{CARS}})^2$ (кривая 2) и фактора M (кривая 3) от фазовой расстройки Δk , рассчитанные путем численного решения уравнения (39) для $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 0,1 \text{ см}^{-1}$.

КАРС в полых волноводах со сплошной и МС-оболочкой относительно режима жесткой фокусировки, следует, что в случае малых радиусов полый сердцевинный МС- и ФК-волокна позволяют достичь существенно больших факторов увеличения эффективности процесса КАРС, чем полые волокна со сплошной оболочкой. Как видно из представленных на рис. 7а зависимостей, фактор увеличения эффективности процесса КАРС в полых МС-волноводах с коэффициентами затухания $0,1$ и $0,01 \text{ см}^{-1}$ превосходит фактор увеличения эффективности КАРС в полых волноводах со сплошной оболочкой для значений радиуса полый сердцевинный меньше 20 и 45 мкм соответственно.

Увеличение эффективности процесса КАРС, обеспечиваемое МС-волокнами с малым внутренним радиусом, может на несколько порядков превосходить выигрыш в эффективности КАРС, достижимый при использовании полых волнопроводов со сплошной оболочкой (рис. 7а). Данный вывод сделан в предположении, что

геометрия сердцевинной и оболочки полых МС-волокон обеспечивает существование хотя бы одной моды в полый сердцевинный волновод. Качественный анализ числа подобных мод в полых ФК-волноводах выполнен в работе [38]. Более детальные численные расчеты представлены в работе [90].

Сравнение выражений (21) и (37) показывает, что факторы увеличения эффективности процессов ВКР и КАРС в полых МС-волноводах характеризуются существенно различной зависимостью от радиуса сердцевинного волновода и коэффициента оптических потерь. С физической точки зрения это связано с различиями в характере нарастания амплитуды нелинейного сигнала в процессах ВКР и КАРС по мере увеличения длины взаимодействия, а также с различиями в зависимости амплитуд ВКР- и КАРС-сигналов от амплитуд полей накачки (ср. выражения (17) и (27)). Благодаря быстрому росту эффективности процесса КАРС при уменьшении радиуса полый сердцевинный предельные факторы увеличения эффективности процесса КАРС в полых МС-волноводах могут существенно превышать аналогичные факторы для процесса ВКР в полых МС- и ФК-волноводах (ср. кривые 2–4 на рис. 7а).

В условиях ненулевой фазовой расстройки выражение (34) приводит к следующему трансцендентному уравнению для оптимальной длины, обеспечивающей максимальную эффективность процесса КАРС:

$$\Delta\alpha \sinh(\Delta\alpha l_{\text{opt}}^{\text{CARS}}) + \Delta k \sin(\Delta k l_{\text{opt}}^{\text{CARS}}) + (\Delta\alpha + \alpha_4) \left[\cos(\Delta k l_{\text{opt}}^{\text{CARS}}) - \cosh(\Delta\alpha l_{\text{opt}}^{\text{CARS}}) \right] = 0. \quad (39)$$

Зависимость оптимальной длины от фазовой расстройки Δk , найденная путем численного решения уравнения (39), показана кривой 1 на рис. 7б. Оптимальная длина волновода для процесса КАРС, как видно из приведенной зависимости, уменьшается с ростом фазовой расстройки Δk . Кривые 2 и 3 на том же рисунке представляют рассчитанные на основе численного решения уравнения (39) зависимости величины $0,123 (l_{\text{opt}}^{\text{CARS}})^2$, соответствующей приближению уравнения (37) и фактора M .

Сравнение кривых 1–3 позволяет судить об отклонении фактора M , учитывающего влияние волноводных потерь и фазовой расстройки, от приближенной зависимости (см. формулу (37)), использованной нами для вычисления предельных факторов увеличения эффективности процесса КАРС в полых волноводах. Как видно из приведенных на рис. 7б результатов, значение фактора M совпадает с величиной $0,123 (l_{\text{opt}}^{\text{CARS}})^2$ в рассмотренном выше случае точного фазового синхронизма. Отклонение фактора M от $0,123 (l_{\text{opt}}^{\text{CARS}})^2$ увеличивается с ростом фазовой расстройки Δk .

Фазовая расстройка приводит к уменьшению оптимальной длины взаимодействия КАРС и снижению фактора увеличения эффективности процесса КАРС. Зависимость мощности сигнала КАРС от длины волновода при ненулевой фазовой расстройке имеет осциллирующий характер (рис. 6а). Характерный период осцилляций определяется длиной синхронизма. Осцилляции становятся менее выраженными и полностью сглаживаются по мере увеличения коэффициента затухания (см. также [91]). Осцилляции перестают наблюдаться в режиме, когда характерная длина затухания излучения оказывается меньше длины синхронизма (рис. 6б). Важным преимуществом волноводного режима нелинейно-

оптического взаимодействия является возможность компенсации волновой расстройки, связанной с материальной составляющей дисперсии за счет волновой составляющей фазовой расстройки [61, 76].

2.8. Волноводное увеличение эффективности нелинейных процессов в микроструктурированных волокнах: заключительные замечания

Из представленного в настоящем разделе анализа следует, что полые МС- и ФК-волокна позволяют существенно повысить эффективность процесса КАРС по сравнению с режимом жесткой фокусировки и волноводными режимами, реализуемыми в полых волноводах со сплошной оболочкой. На основе анализа влияния волноводных потерь, эффектов группового запаздывания и фазового рассогласования нами найдены оптимальные длины волокон для процессов ВКР и КАРС, обеспечивающие максимальные эффективности генерации нелинейно-оптических сигналов. Мы показали существование физического предела увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме, связанного с конкуренцией дифракции и удержания излучения в волноводе за счет градиента профиля показателя преломления.

Оптимальные для нелинейно-оптических взаимодействий условия локализации электромагнитного излучения в волноводных модах достигаются в случае субмикрометровых волноводных нитей с воздушной оболочкой. Подобные волноводные структуры с максимальной разностью показателя преломления практически реализуются в МС-волокнах. Мы получили приближенные асимптотические выражения, позволяющие в ряде случаев достичь качественного понимания влияния параметров волокон на оптимальные значения радиуса сердцевины волокна и максимальные значения фактора волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов, а также с удовлетворительной точностью оценить эти величины.

Фактор увеличения эффективности процесса КАРС в полых МС-волноводе относительно режима жесткой фокусировки характеризуется зависимостью $\lambda^2/\alpha^2 a^4$ от длины волны излучения λ , внутреннего радиуса a и коэффициента потерь α . Благодаря быстрому росту эффективности процесса КАРС при уменьшении радиуса полой сердцевины предельные факторы увеличения эффективности процесса КАРС в полых МС-волноводах могут существенно превышать аналогичные факторы для процесса КАРС в полых волноводах со сплошной оболочкой, а также для процесса ВКР в полых МС- и ФК-волноводах. Влияние эффектов группового запаздывания на эффективность процессов КАРС и ВКР в полых волноводах может быть существенно уменьшено за счет дисперсии волноводных мод путем правильного выбора давления газа, диаметра полого волновода и волноводных мод, участвующих в нелинейно-оптическом процессе.

Полые МС- и ФК-волокна, таким образом, открывают возможности создания высокочувствительных газовых сенсоров, основанных на использовании спектроскопии КАРС, и устройств для преобразования частоты лазерного излучения на основе ВКР. Режимы волноводного распространения излучения, обеспечиваемые полыми ФК-волокнами, позволяют существенно

уменьшить количество газа, необходимого для проведения спектральных исследований, а также производить нелинейно-оптические исследования с использованием лазерных импульсов малой мощности.

3. Генерация суперконтинуума и преобразование частоты фемтосекундных импульсов в микроструктурированных волокнах

В этом разделе мы рассмотрим различные стратегии нелинейно-оптического преобразования спектра фемтосекундных лазерных импульсов в МС-волокнах. Мы покажем, что выполнение условий фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия с участием высших волноводных мод позволяет получать высокие эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты фемтосекундных импульсов низкой энергии.

Ниже мы продемонстрируем возможность высокоэффективного мультиплексного преобразования частоты неусиленных фемтосекундных импульсов титансапфирового лазера субнаноджоулевых уровней энергии в МС-волокнах. Нелинейно-оптическая трансформация спектра фемтосекундных импульсов в системе субмикрометровых нитевидных кварцевых каналов различного диаметра в МС-волокне приводит к генерации набора изолированных антистоксовых спектральных компонент в области длин волн 400–500 нм. Эффективность преобразования частоты импульсов излучения накачки с длиной волны 800 нм, энергией 0,7 нДж и длительностью 70 фс достигает 20%. Мы обсудим также приложения преобразователей частоты на основе МС-волокон в области фемтосекундной фотохимии.

3.1. Проблема преобразования частоты и микроструктурированные волокна

Преобразование частоты излучения фемтосекундных лазеров является одной из наиболее актуальных задач лазерной физики и квантовой электроники. Стандартный способ решения этой задачи основан на использовании нелинейно-оптических кристаллов [92]. В последнее время широкое распространение получили периодические структуры на основе нелинейных кристаллов, реализующие идею фазового квазисинхронизма [93, 94]. Активно обсуждаются также возможности преобразования частоты фемтосекундных импульсов с помощью фотонных кристаллов [95–97]. Основные факторы, ограничивающие эффективность преобразования частоты сверхкоротких импульсов в нелинейных кристаллах и периодических структурах, связаны с дисперсией групповой скорости и возможностью обеспечения условий фазового согласования лишь в ограниченном спектральном диапазоне.

МС-волокна [4–13] и перетянутые [51, 52] волокна обладают рядом уникальных свойств, позволяющих достичь высоких эффективностей нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких лазерных импульсов малой мощности. В частности, изменением структуры подобных волокон удается формировать требуемый профиль дисперсии [13], а значительная разность показателей преломления сердцевины и оболочки обуславливает высокую степень локализации электромагнитного излучения в сердцевине волокна [14, 15]. МС-волокна и

перетянутые волокна позволяют достичь фазового согласования для процессов генерации третьей гармоники [16, 98] и четырехволновых взаимодействий [17–21], что обеспечивает высокие эффективности преобразования частоты фемтосекундных импульсов как при формировании широкополосного излучения (суперконтинуума) [23–25], так и при генерации изолированных спектральных компонент [19–21, 99, 100].

Ниже мы покажем, что нелинейно-оптические взаимодействия в МС-волокнах могут обеспечивать высокие эффективности преобразования частоты неусиленных фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера нано- и субнаножджоулевых уровней энергии. Мы обсудим результаты нелинейно-оптических экспериментов, выполненных с использованием МС-волокон с волноводными каналами в виде субмикрометровых кварцевых нитей. Разные геометрические размеры этих каналов обуславливают различие их дисперсионных свойств и обеспечивают возможность преобразования частоты фемтосекундных импульсов в различные спектральные области. В описываемых экспериментах реализованы режимы нелинейно-оптических взаимодействий, при которых распространение нано- и субнаножджоулевых фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера в МС-волокнах сопровождается генерацией изолированных антистоксовых спектральных компонент в области длин волн 400–500 нм с эффективностью, достигающей 20 %.

3.2. Мультиплексное преобразование частоты неусиленных импульсов титан-сапфирового лазера

3.2.1. Экспериментальная методика. Для проведения экспериментов по преобразованию частоты импульсов титан-сапфирового лазера использовались МС-волокна, оболочка которых состоит из одного, двух и более гексагональных циклов воздушных отверстий (см. вставку к рис. 8). МС-волокна изготавливались из плавленного кварца с использованием методики, подробно описанной в работах [33, 101]. Минимальный диаметр сердцевинки волокон составлял 1 мкм. Как видно из рис. 8, воздушные отверстия, обеспечивают значительный скачок показателя преломления при переходе от сердцевинки к оболочке, обуславливая высокую степень локализации светового поля в сердцевине волокна.

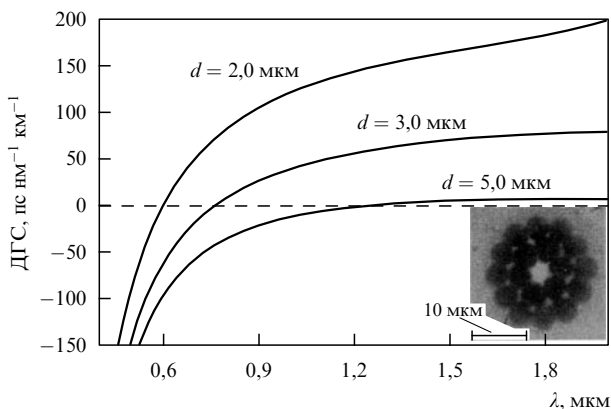


Рис. 8. Дисперсия групповой скорости (ДГС) основной волноводной моды для МС-волокон с двумя циклами воздушных отверстий вокруг центральной волноводной жилы с диаметром сердцевинки d (поперечное сечение волокна изображено на вставке).

Помимо центрального волноводного канала, для структуры созданных волокон характерно наличие периферийных каналов, имеющих форму кварцевых нитей с характерными размерами порядка 1 мкм и меньше (см. вставку к рис. 8). Подобные субмикрометровые кварцевые нити не только обеспечивают высокую степень локализации электромагнитного излучения за счет значительного контраста показателя преломления подобных нитей относительно воздуха, но и открывают путь к достижению физического предела увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в волноводном режиме [102]. Существование этого предела связано с конкуренцией процессов дифракции и удержания излучения в волноводе за счет градиента профиля показателя преломления [103].

С физической точки зрения увеличение эффективности нелинейно-оптических процессов в системе подобных субмикрометровых кварцевых нитей обусловлено теми же причинами, что и в перетянутых волокнах. Архитектура МС-волокон позволяет интегрировать тонкие кварцевые каналы в единый пучок. Длина подобного волокна может составлять сотни метров [104], что позволяет устранить одно из основных ограничений перетянутых волокон, связанное с техническими сложностями, возникающими при изготовлении и использовании перетянутых волокон больших длин. Наличие в микроструктурно-интегрированном пучке субмикрометровых кварцевых нитей различных размеров позволяет преобразовывать частоту излучения накачки в различные области спектра.

Для моделирования дисперсионных свойств волноводных мод и анализа пространственного распределения поля электромагнитного излучения в МС-волокнах использовался численный подход [105–107], основанный на разложении поперечного распределения полей в сечении волокна по набору ортонормированных полиномов Гаусса–Эрмита. Профиль квадрата показателя преломления $n^2(x, y)$ в поперечном сечении волокна также представлялся в виде разложения по полиномам Гаусса–Эрмита. Подстановка полученных функциональных рядов в волновые уравнения сводит исходную задачу к задаче на собственные функции и собственные значения для матричного уравнения. Решение этой задачи позволяет определить постоянные распространения β и распределение амплитуды и интенсивности светового поля в поперечном сечении МС-волокна.

На рисунке 8 представлены результаты расчетов дисперсии групповых скоростей, выполненных с использованием описанного выше подхода. Как следует из представленных на рисунке данных, МС-волокна с двумя циклами воздушных отверстий вокруг центрального волноводного канала с диаметром около 3 мкм обеспечивают аномальный режим дисперсии для излучения титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм. Близость длины волны лазерного излучения к длине волны, соответствующей нулевому значению дисперсии групповой скорости позволяет свести к минимуму влияние эффектов дисперсионного расплывания при распространении фемтосекундных импульсов в волокне и обеспечить выполнение условий фазового согласования для параметрических процессов четырехволнового взаимодействия [19, 20].

В качестве источника фемтосекундных импульсов в наших экспериментах использовался лазер на титанате

сапфира, накачиваемый аргоновым лазером и генерирующий импульсы длительностью 50–80 фс в области длин волн 790–810 нм. Энергия фемтосекундных импульсов, которые использовались в наших экспериментах, варьировалась в диапазоне 0,2–5 нДж. Форма огибающей, спектр, а также спектральное и временное распределение фазы лазерных импульсов на входе и выходе волокна измерялись с помощью прямого восстановления электрического поля методом спектральной интерференции (SPIDER) [108]. Длительность импульса и форма огибающей лазерных импульсов контролировались с помощью стандартного автокоррелятора. Спектральные измерения производились с использованием спектрометра Ocean Optics.

Излучение, генерируемое фемтосекундной лазерной системой, заводилось в центральную жилу либо в один из периферийных нитевидных кварцевых каналов (см. вставку к рис. 8) МС-волокна, установленного на прецизионной трехкоординатной микрометрической подаче. Для возбуждения волноводных мод в центральной жиле МС-волокна излучение накачки фокусировалось с помощью стандартного объектива Ломо-20. Длина перетяжки сфокусированного пучка накачки при этом составляла 6–8 мкм. Для заведения излучения в боковые кварцевые каналы использовались объективы Ломо-40, обеспечивающий фокусировку пучка накачки с перетяжкой длиной 3–4 мкм. Длительность импульса на входе в волокно, измеренная с помощью техники SPIDER и автокорреляционной методики составляла 70–80 фс.

Начальный чирп и спектральный профиль фазы импульса оказывают существенное влияние на эффективность нелинейно-оптических процессов в МС-волокне [109]. Это обстоятельство использовалось для фазового управления процессом генерации антистоксовых компонент излучения титан-сапфирового лазера и достижения максимальных эффективностей преобразования частоты сверхкоротких импульсов в МС-волокне. Характерные распределения временного чирпа и спектральной фазы в фемтосекундном импульсе на входе МС-волокна, измеренные с помощью техники SPIDER, представлены на вставках к рис. 9а и 9б.

3.2.2. Четырехволновые взаимодействия и мультиплексное преобразование частоты. Распространение импульсов накачки через МС-волокно сопровождалось нелинейно-оптическими взаимодействиями, которые приводили к возникновению новых частотных компонент, регистрировавшихся в спектре излучения на выходе волокна, и к генерации суперконтинуума. На рисунке 9а представлен спектр широкополосного излучения, генерируемого импульсами накачки длительностью 70 фс и энергией 0,8 нДж в центральной жиле МС-волокна диаметром 3 мкм со структурой поперечного сечения, представленной на вставке к рис. 8. Длина волокна в этих экспериментах составляла примерно 10 см. Анализ дисперсионных свойств микроструктурированных волокон (см. раздел 3.2.1) показывает, что генерация суперконтинуума при этих условиях происходит в режиме аномальной дисперсии.

Характерные особенности трансформации спектра фемтосекундных импульсов и свойства спектра суперконтинуума, наблюдающиеся в этих экспериментах, в целом согласуются со стандартными сценариями генерации суперконтинуума за счет совместного действия

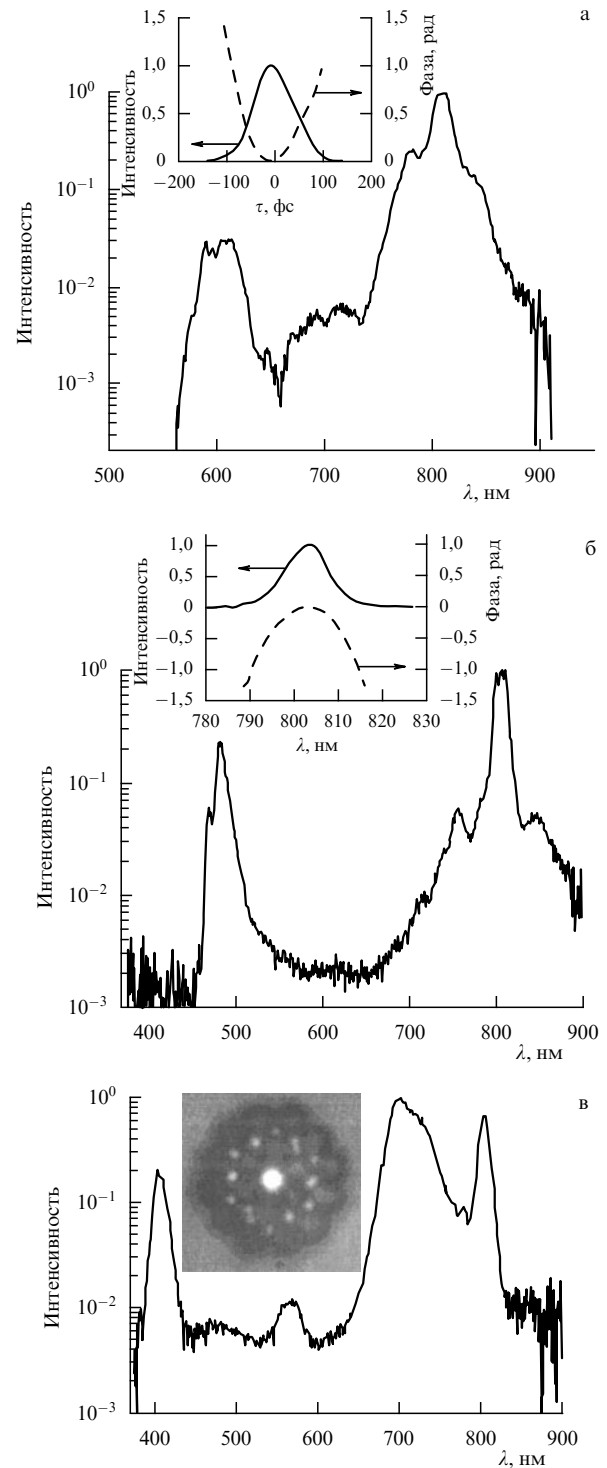


Рис. 9. (а) Спектр излучения на выходе МС-волокна длиной 10 см с диаметром сердцевинки 3 мкм. В волокно заводится импульс излучения с длиной волны 800 нм, энергией 0,8 нДж и начальной длительностью 70 фс. На вставке к рис. 9а показаны огибающая и чирп фемтосекундного импульса титан-сапфирового лазера на входе в МС-волокно, измеренные с помощью техники SPIDER. (б), (в) Нелинейно-оптическое преобразование частоты неусиленных импульсов титан-сапфирового лазера с энергией 0,7 нДж и начальной длительностью 70 фс в субмикрометровых каналах МС-волокна длиной 2 см. Спектр излучения на выходе МС-волокна содержит антистоксовы компоненты с центральной длиной волны 490 нм (б) и 405 нм (в). На вставке к рис. 9б показаны спектр и спектральная фаза фемтосекундного импульса титан-сапфирового лазера на входе в МС-волокно, измеренные с помощью техники SPIDER.

солитонных эффектов и параметрических четырехволновых взаимодействий [17, 18, 25]. Созданные МС-волокна, таким образом, обеспечивают высокие эффективности генерации суперконтинуума для неусиленных фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера субнаноджоулевого уровня энергий.

Нелинейно-оптическая трансформация спектра импульсов титан-сапфирового лазера, передаваемых вдоль субмикрометровых кварцевых каналов различных диаметров (см. вставки к рис. 8 и 9в), приводила к генерации новых частотных компонент в широкой спектральной области. В частности, параметрические процессы четырехволнового взаимодействия вида $2\omega_p = \omega_s + \omega_a$ (где ω_p — частота излучения накачки, ω_s и ω_a — частоты стоксова и антистоксова сигналов соответственно) обуславливали генерацию интенсивных антистоксовых спектральных компонент в области длин волн 400–500 нм (рис. 9б, 9в). Анализ фазового согласования для подобных процессов в МС-волокнах выполнен в работах [17–20]. Область наиболее эффективного нелинейно-оптического преобразования частоты в данных условиях определяется дисперсионными свойствами волноводного канала. Размер канала, таким образом, является ключевым параметром, управляющим процессом нелинейно-оптического преобразования частоты.

Возможности перестройки частоты антистоксовых спектральных компонент, генерируемых при распространении импульсов с начальной длительностью 70 фс и энергией 0,7 нДж через субмикрометровые кварцевые каналы различного диаметра, иллюстрируют рис. 9б и 9в. В спектре выходного излучения, представленном на рис. 9б, содержатся интенсивная антистоксова компонента с центральной длиной волны 490 нм, в которой содержится до 20 % энергии выходного излучения. Изменение диаметра волноводного канала приводит к смещению центральной частоты антистоксовой компоненты.

На рисунке 9в представлен спектр, содержащий интенсивную антистоксову компоненту с центральной длиной волны 405 нм, генерация которой сопровождается ростом интенсивности спектральной компоненты с центральной длиной волны 710 нм, амплитуда которой на выходе из волокна превосходит амплитуду спектральной компоненты, соответствующей излучению накачки. В отсутствие фазового синхронизма генерация антистоксовых компонент не наблюдается или происходит с крайне низкой эффективностью. Распространение импульса накачки через субмикрометровые кварцевые каналы МС-волокна в этом режиме сопровождается заметным уширением спектра импульса накачки вследствие фазовой самомодуляции.

Приведенные выше экспериментальные результаты указывают на возможность создания высокоэффективных многочастотных преобразователей частоты лазерного излучения на основе микроструктурированных волокон. Как показывают результаты выполненных исследований, МС-волокна обеспечивают мультиплексное преобразование частоты субнаноджоулевых фемтосекундных импульсов с эффективностями, превышающими эффективности нелинейно-оптических процессов сложения и смещения частоты неусиленных сверхкоротких импульсов в нелинейных кристаллах.

На вставке к рис. 9в приведено изображение поперечного сечения МС-волокна, осуществляющего мульти-

плексное преобразование частоты неусиленных импульсов титан-сапфирового лазера. Увеличение эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты в МС-волокнах по сравнению с нелинейными кристаллами достигается за счет волноводного режима распространения, характеризующегося значительными длинами нелинейно-оптических взаимодействий, а также за счет возможности выполнения условий фазового синхронизма для требуемой длины волны путем создания волокон с необходимым профилем дисперсии.

3.3. Преобразование частоты импульсов оптического параметрического усилителя и генерация управляемого суперконтинуума

В настоящем разделе будет показано, что фазово-согласованные четырехволновые взаимодействия в МС-волокнах описанной выше архитектуры позволяют достичь высоких эффективностей антистоксова преобразования частоты нано- и субнаноджоулевых импульсов перестраиваемого по длине волны излучения оптического параметрического усилителя, а также реализовать эффективные схемы генерации суперконтинуума. На рисунках 10 и 11 представлены результаты исследования [20] нелинейно-оптической трансформации спектра фемтосекундных импульсов оптического параметрического усилителя.

Импульсы излучения оптического параметрического усилителя с длиной волны 790 нм, длительностью 70 фс и энергией 0,01–3 нДж заводятся в центральную волноводную жилу МС-волокна (см. вставку 1 к рис. 10а) либо в один из боковых субмикрометровых волноводных каналов. Процессы четырехволнового взаимодействия приводят к генерации новых спектральных компонент. Пространственное распределение интенсивности излучения антистоксова сигнала на выходе из центральной жилы волокна (см. вставку к рис. 10б) имеет структуру, характерную для высших волноводных мод.

Теоретический анализ дисперсионных свойств волноводных мод, поддерживаемых центральной жилой МС-волокон рассматриваемого типа (см. раздел 3.2.1), указывает на возможность достижения фазового синхронизма для параметрического четырехволнового процесса $2\omega_p = \omega_s + \omega_a$, где ω_p — частота излучения накачки, ω_s и ω_a — частоты стоксова и антистоксова сигналов. На рисунке 10а представлена расстройка постоянных распространения $\delta\beta$ для такого параметрического процесса в основной и высших волноводных модах (структура мод показана на вставках к рис. 10а). Фазовый синхронизм достигается для накачки с длиной волны 800 нм и антистоксова сигнала, генерируемого в высшей волноводной моде в области длин волн 520–530 нм. Расстройки постоянных распространения для параметрического четырехволнового взаимодействия данного типа с участием излучения накачки с длиной волны 800 и 790 нм показаны кривыми 1 и 2 на рис. 10а.

В экспериментах [20] амплитуда антистоксова сигнала увеличивалась с ростом интенсивности импульса накачки (рис. 10б). Амплитуда антистоксова сигнала превышает амплитуду накачки в спектре излучения на выходе волокна при энергиях входного импульса накачки 0,5 нДж. Уширение импульса накачки, наблюдаемое при увеличении интенсивности накачки за счет явления фазовой самомодуляции, сопровождается появлением коротковолновых компонент в спектре

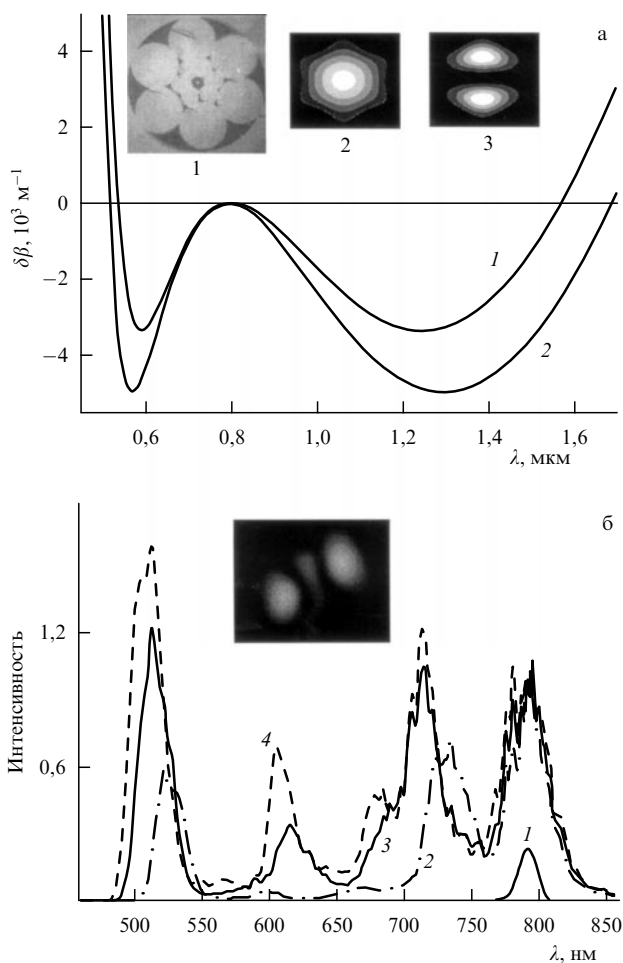


Рис. 10. (а) Расстройка постоянных распространения $\delta\beta$ высших волноводных мод, участвующих в процессе четырехволнового взаимодействия $2\omega_p = \omega_s + \omega_a$ в МС-волокне с диаметром сердцевинки 4,8 мкм. Длина волны накачки равна 800 нм (кривая 1) и 790 нм (кривая 2). На вставке 1 изображено поперечное сечение МС-волокна. На вставках 2 и 3 представлены рассчитанные поперечные распределения интенсивности излучения в основной и высшей волноводной модах. (б) Трансформация спектра импульсов излучения с длиной волны 790 нм и начальной длительностью 70 фс в МС-волокне с диаметром сердцевинки 4,8 мкм [20]. Начальный спектр импульса показан кривой 1. Энергия излучения на входе в волокно составляет 0,1 нДж (кривая 2), 0,5 нДж (кривая 3) и 1 нДж (кривая 4). На вставке изображено экспериментально измеренное распределение интенсивности излучения на выходе из волокна.

накачки, которые согласованы по фазе с антистоксовыми компонентами, сдвинутыми в высокочастотную область по отношению к сигналу на длине волны 520 нм. Этот эффект приводит к высокочастотному сдвигу антистоксова сигнала, наблюдаемому в экспериментах [20]. Частота нелинейного сигнала, генерируемого в МС-волокнах, таким образом, может перестраиваться путем изменения интенсивности излучения накачки.

Боковые субмикрометровые каналы характеризуются дисперсией волноводных мод, отличной от дисперсии центральной жилы. Ввиду этого отличия боковые волноводные каналы позволяют осуществлять преобразование частоты фемтосекундных импульсов в другие частотные диапазоны. Благодаря значительному контрасту показателей преломления боковые волноводные каналы обеспечивают высокую степень локализации ла-

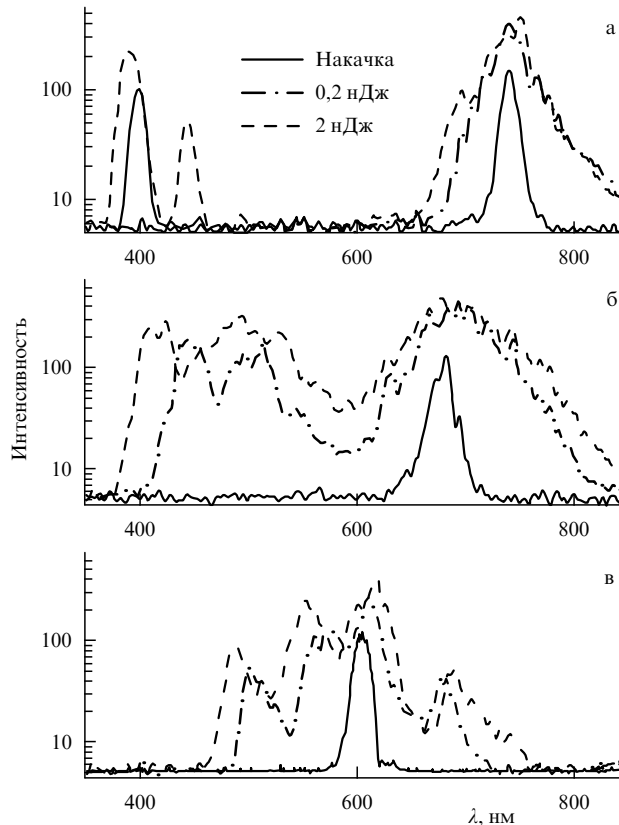


Рис. 11. Спектры излучения суперконтинуума, генерируемого импульсами излучения оптического параметрического усилителя с длиной волны, перестраиваемой в области 600–750 нм в боковом канале МС-волокна с диаметром 0,8 мкм [20]. Поперечное сечение волокна изображено на вставке 1 к рис. 8. Длина волокна 2,5 см.

зерного излучения в направляемой моде, что позволяет достичь высоких эффективностей нелинейно-оптических взаимодействий, близких, как показано в разделе 2 настоящего обзора, к физическому пределу волноводного увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов.

На рисунке 11 представлены спектры излучения, регистрируемые на выходе МС-волокна рассматриваемого типа при различных длинах волн излучения накачки. Как видно из рисунка, фемтосекундные импульсы излучения с длиной волны 750 нм, распространяющиеся в основной волноводной моде бокового канала с диаметром около 0,8 мкм, приводят к эффективной генерации антистоксова сигнала с длиной волны 400 нм. Частотный интервал между антистоксовым сигналом и накачкой составляет примерно 350 ТГц. При использовании импульсов накачки с энергией 1,5 нДж амплитуда антистоксова сигнала, генерируемого в субмикрометровом канале МС-волокна длиной 2,5 см с учетом нормировки на чувствительность монохроматора и фотоприемника равна примерно половине амплитуды накачки.

Субмикрометровые боковые каналы позволяют существенно повысить эффективность генерации суперконтинуума по отношению к центральной волноводной жиле. Характер нелинейно-оптической трансформации спектра существенно зависит от разности длины волны излучения накачки λ_p и длины волны λ_0 , соответствующей нулевой дисперсии групповой скорости (лежащей в

области 510 нм для основной моды кварцевых волноводных каналов с диаметром 0,8 мкм). Излучение накачки с длиной волны λ_p , лежащей вдали от λ_0 , приводит к генерации антистоксовых спектральных компонент, разнесенных по частоте с излучением накачки (рис. 11а).

Основные свойства процесса генерации антистоксовой компоненты при этих условиях согласуются с предсказаниями теоретического анализа параметрических четырехволновых взаимодействий в МС-волокнах [17, 18]. При уменьшении интервала между длиной волны излучения накачки λ_p и λ_0 спектральная компонента, соответствующая излучению накачки и уширенная вследствие фазовой самомодуляции, по мере увеличения интенсивности накачки сливается с антистоксовой компонентой (рис. 11б и 11в). В результате этого процесса формируется широкий непрерывный спектр излучения, наблюдаемый в эксперименте в виде яркого белого свечения.

3.4. Нелинейно-оптическая трансформация спектра фемтосекундных импульсов лазера на хром-форстерите

В этом разделе мы обсудим эксперименты, демонстрирующие возможность высокоэффективной генерации перестраиваемого излучения в области 350–600 нм в результате нелинейно-оптического преобразования частоты фемтосекундных импульсов лазера на хром-форстерите в системе субмикрометровых нитевидных кварцевых каналов в МС-волокне. Нелинейно-оптическая трансформация спектра фемтосекундных импульсов при этих условиях приводит к генерации изолированных спектральных компонент с частотой, превышающей частоту третьей гармоники, которые отделены от частоты излучения накачки спектральным интервалом, превышающим 580 ТГц.

Для проведения экспериментов по преобразованию частоты импульсов лазера на хром-форстерите [100] использовались описанные в разделе 3.2.1 оптические МС-волокна (см. вставку к рис. 8 и 12а). Наличие в микроструктурно-интегрированном пучке субмикрометровых кварцевых нитей различных размеров позволяет преобразовывать частоту излучения накачки (фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера) в различные области спектра.

Лазерная система в наших экспериментах состояла из задающего лазера на кристалле Cr^{4+} :форстерит [110], стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя и компрессора. Для накачки задающего лазера использовался волоконный Nd:YAG-лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 30–50 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов равнялась 1270 нм при спектральной ширине 26 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла около 180 мВт.

Излучение, генерируемое форстеритовой лазерной системой, заводилось в центральную жилу либо в один из периферийных нитевидных кварцевых каналов МС-волокна (см. вставку к рис. 8). Для возбуждения волноводных мод в центральной жиле МС-волокон излучение накачки фокусировалось с помощью стандартного объектива Ломо-20. Длина перетяжки сфокусированного пучка накачки составляла 6–8 мкм. Для заведения излучения в боковые кварцевые каналы использовался

объектив Ломо-40, обеспечивавший фокусировку пучка накачки с перетяжкой длиной 3–4 мкм. Длительность импульсов на входе в волокно в выполненной серии экспериментов составляла 150 фс. Спектральные измерения производились с использованием спектрометра Ocean Optics.

Распространение импульсов накачки через МС-волокно сопровождалось нелинейно-оптическими взаимодействиями, приводившими к возникновению новых частотных компонент, регистрировавшихся в спектре излучения на выходе волокна. Параметрические процессы четырехволнового взаимодействия вида $2\omega_p = \omega_s + \omega_a$ (где ω_p — частота излучения накачки, ω_s и ω_a — частоты стоксова и антистоксова сигналов соответственно) в центральной волноводной жиле приводили к генерации интенсивного антистоксова излучения в области 530 нм со спектральной шириной около 35 нм (рис. 12а). Наблюдалась также эффективная генерация третьей гармоники излучения накачки с амплитудой сигнала, сравнимой с амплитудой антистоксовой компоненты (см. вставку к рис. 12б).

Нелинейно-оптическая трансформация спектра импульсов хром-форстеритного лазера, передаваемых вдоль субмикрометровых кварцевых каналов различ-

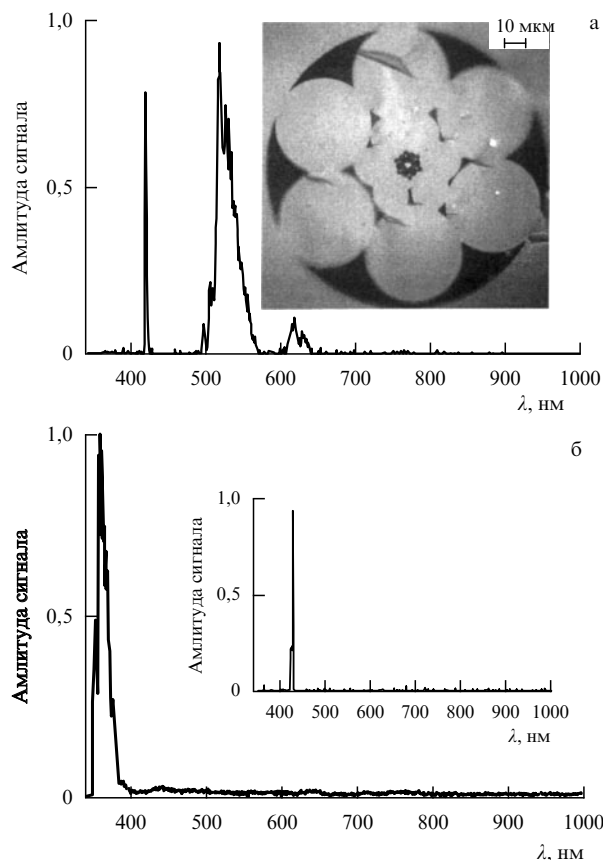


Рис. 12. (а) Генерация антистоксова излучения и третьей гармоники в центральной жиле МС-волокна диаметром 3 мкм. На вставке показано изображение поперечного сечения МС-волокна с одним циклом воздушных отверстий вокруг центральной жилы. (б) Генерация высокочастотной спектральной компоненты с длиной волны 370 нм в субмикрометровом канале МС-волокна. Длина волокна 7 см. Энергия вводимого в волокно импульса 50 нДж. На вставке показан спектр излучения на частоте третьей гармоники, генерируемого в субмикрометровых каналах МС-волокна.

ных диаметров, приводила к генерации новых частотных компонент в широкой спектральной области (рис. 12). Возможности перестройки частоты новых спектральных компонент, генерируемых при распространении фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера через субмикрометровые кварцевые каналы различного диаметра, иллюстрирует рис. 12.

Система микроструктурно-интегрированных субмикрометровых кварцевых каналов, реализованная в созданных МС-волокнах, открывает уникальную возможность преобразования частоты фемтосекундных импульсов хром-форстеритного лазера в область длин волн короче длины волны излучения третьей гармоники. Эффективное каскадирование нелинейно-оптических процессов в условиях предельно высокой локализации мощности электромагнитного излучения в субмикрометровых волноведущих каналах приводит (рис. 12б) к генерации сигнала с длиной волны 370 нм и спектральной шириной 30 нм (при длине волны излучения третьей гармоники 420 нм). При этом спектральный интервал между частотой нелинейного сигнала и частотой излучения накачки превышает 580 ТГц.

Эффективность преобразования частоты для такого процесса достигает нескольких процентов. Генерируемое в этих условиях излучение с длиной волны 370 нм наблюдается невооруженным глазом на белом экране. Разработанная и реализованная архитектура МС-волокна, таким образом, обеспечивает возможность преобразования несущей частоты фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера в спектральную область, наиболее интересную для фотохимических и фотобиологических исследований, открывает новые области приложений методов фемтосекундной спектроскопии и управления сверхбыстрыми процессами в физике, химии и биологии.

3.5. Преобразование частоты неусиленных фемтосекундных импульсов в микроструктурированных волокнах для приложений в фотохимии

В этом разделе мы остановимся на одном из приложений нелинейно-оптических преобразователей частоты на основе микроструктурированных волокон. Речь пойдет

об использовании МС-волокон для преобразования частоты фемтосекундных импульсов в спектральную область, в которой лазерное излучение эффективно инициирует фотохимические процессы, включая процессы фотохромизма. Мы обсудим эксперименты, в которых МС-волокна со специально подобранными параметрами осуществляют преобразование частоты неусиленных субнаноjouлевых фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера в антистоксову область длин волн 400 нм. Данное антистоксово излучение затем используется для инициирования фотохромной реакции в полимерном образце, содержащем молекулы спиропирана.

Фотохромизм [111–113] определяется как обратимая светоиндуцированная химическая трансформация молекул, имеющих по крайней мере две относительно стабильные формы с различными спектрами поглощения. В менее строгом смысле под фотохромизмом часто понимают вызываемое светом изменение цвета вещества. Наиболее известный пример явления фотохромизма — солнцезащитные очки, темнеющие под действием солнечного света и восстанавливающие свой цвет в присутствии рассеянного света в тени.

Явление фотохромизма, известное с конца XIX века [114], используется для некоторых видов фотосъемки, оптического переключения и создания оптических фильтров [111, 112]. Фотохромные материалы также рассматриваются как перспективные кандидаты для разработки систем трехмерной оптической памяти [115, 116]. В настоящее время активно исследуются возможности использования фотохромных материалов для обратимой записи волноводных структур [117, 118], изготовления микрокомпонент оптических телекоммуникаций и фотоники [119], а также для создания фотопереключаемых биоматериалов [120].

Для демонстрации возможности использования неусиленных фемтосекундных импульсов, преобразованных по частоте в МС-волокнах для инициирования фотохромизма [34], использовались твердотельные образцы полиметилметакрилата с молекулами спиропирана (см. вставку к рис. 13). Концентрация спиропирана в образце размером $9 \times 9 \times 10 \text{ мм}^3$ составляла $1,6 \times 10^{-2} \text{ моль л}^{-1}$. Молекулы спиропирана в неокрашенной форме (форма

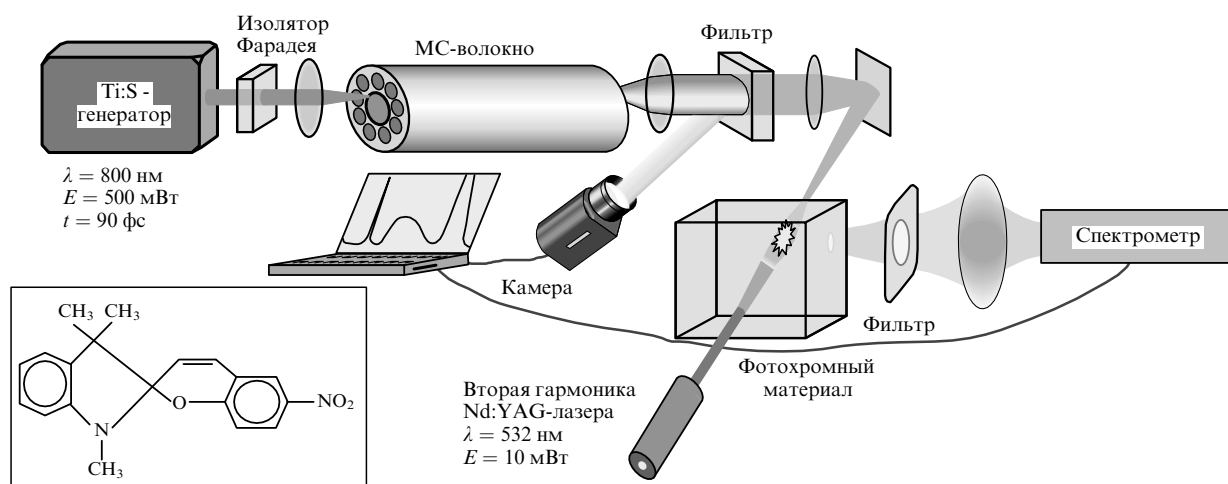


Рис. 13. Диаграмма экспериментальной установки для инициирования фотохромизма с помощью неусиленных фемтосекундных импульсов, спектрально-трансформированных в МС-волокне. На вставке показана структура молекулы спиропирана.

А) эффективно поглощают излучение с длиной волны короче 410 нм. Фотохромная реакция, которая происходит через разрыв С–О-связи, переводит молекулу спиропирана из формы А в окрашенную форму мероцианин-изомера, которая характеризуется наличием широкой полосы поглощения в видимой области спектра.

В экспериментах использовался титан-сапфировый лазер, накачиваемый излучением аргонового лазера (рис. 13). На выходе лазера генерировались импульсы излучения с длиной волны 800 нм, длительностью 80 фс и энергией 0,3 нДж. Лазерные импульсы заводились в МС-волокно, оболочка которого состояла из двух циклов воздушных отверстий, окружающих центральную жилу волокна диаметром около 3 мкм. Изображение поперечного сечения волокна показано на вставке к рис. 8. Для преобразования частоты неусиленных фемтосекундных импульсов использовались боковые каналы МС-волокна с диаметром менее 1 мкм.

Длина волны антистоксова излучения, генерируемого в боковых субмикрометровых каналах волокна, определяется дисперсией волноводных мод, участвующих в нелинейно-оптическом процессе. Поперечный размер канала является ключевым параметром, определяющим дисперсионные свойства волноводных мод и, следовательно, длину волны антистоксова излучения. Таким образом, кварцевые субмикрометровые каналы различных диаметров, микроструктурно-интегрированные в используемом волокне, позволяют преобразовывать частоту фемтосекундных импульсов с генерацией перестраиваемого по длине волны антистоксова излучения.

На рисунке 14 представлены спектры излучения, генерируемого в двух боковых субмикрометровых каналах МС-волокна. В обоих спектрах наблюдаются интенсивные антистоксовы компоненты. Спектр одного из антистоксовых сигналов (голубая линия) имеет максимум около 405 нм (рис. 14а). Спектр второго антистоксова сигнала (зеленая линия) достигает максимума в области 490 нм (рис. 14б). Голубая антистоксова линия попадает в полосу поглощения неокрашенной формы спиропирана и может быть использована для инициирования фотохромизма в полимерных образцах спиропирана. Зеленая линия лежит в полосе поглощения окрашенной формы спиропирана и может быть использована для стимулирования обратной фотохромной реакции, приводящей к восстановлению неокрашенной формы спиропирана.

Сравнение спектров голубой антистоксовой линии на входе (кривая 1 на вставке 1 к рис. 14а) и на выходе (кривая 2 на вставке 1 к рис. 14а) полимерного образца спиропирана показывает, что спектр данного сигнала практически идеально согласован со спектром поглощения спиропирана с точки зрения инициирования фотохромного перехода молекул спиропирана из формы А в форму В. Коротковолновая часть спектра голубой линии практически полностью поглощается фотохромным материалом. Тот факт, что длинноволновая часть поглощается менее эффективно показывает, что при таком спектре сигнала удастся избежать инициирования обратной фотохромной реакции.

Поглощение голубой антистоксовой линии, генерируемой в МС-волокне, инициирует фотохромизм молекул спиропирана, что приводит к образованию мероцианин-изомерной формы спиропирана. Для визуализации фотохромного процесса и накопления спиропирана в

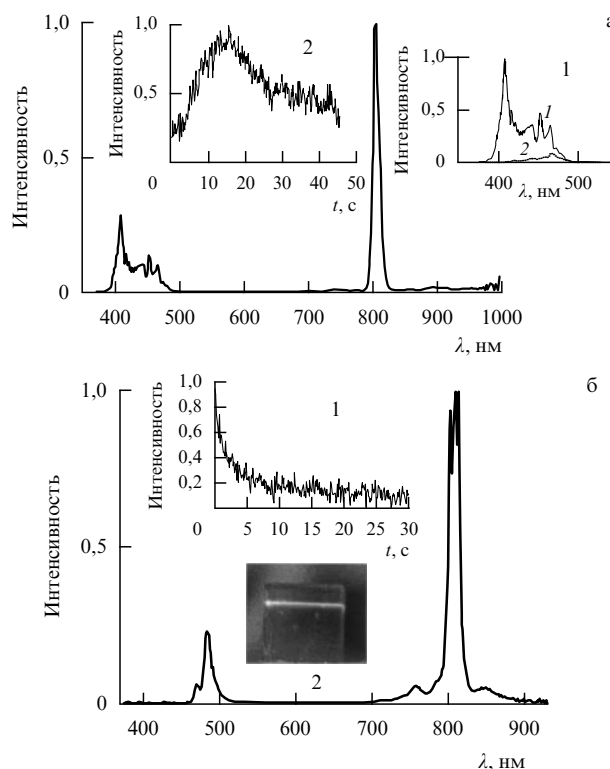


Рис. 14. Генерация голубой (а) и зеленой (б) антистоксовых линий импульсами излучения с длиной волны 800 нм, длительностью 80 фс и энергией 0,3 нДж в субмикрометровых боковых каналах МС-волокна длиной 5 см (поперечное сечение волокна изображено на вставке к рис. 8). На вставке 1 к рис. 14а показаны спектры голубой антистоксовой линии на входе (кривая 1) и на выходе (кривая 2) полимерного образца спиропирана. На вставке 2 к рис. 14а представлена кинетика сигнала фотолюминесценции (ФЛ), соответствующая образованию спиропирана в форме В в полимерном образце под действием голубой антистоксовой линии, генерируемой в МС-волокне. Вставка 1 к рис. 14б иллюстрирует спад сигнала фотолюминесценции, показывающий восстановление спиропирана в форме А в образце под действием зеленой антистоксовой линии, предварительно подвергнутой воздействию голубой антистоксовой линии, выключенной в момент времени $t = 0$. На вставке 2 к рис. 14б показана фотолюминесценция, возбуждаемая зеленой антистоксовой линией для визуализации объемной микрообработки фотохромного материала, производимой с помощью фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера на основе двухфотонного фотохромизма.

форме В в исследуемом образце использовался сигнал фотолюминесценции, возбуждаемой в области 600–700 нм излучением второй гармоники непрерывного лазера на гранате с неодимом с диодной накачкой (см. рис. 13). Излучение второй гармоники непрерывного лазера на гранате с неодимом стимулирует также обратный фотохромный процесс, что позволяет предотвратить накопление окрашенной формы спиропирана в области, подверженной воздействию излучения титан-сапфирового лазера, от импульса к импульсу.

При включении титан-сапфирового лазера (в момент времени $t = 0$ на вставке 2 к рис. 14а) голубая антистоксова линия, генерируемая в МС-волокне, запускает фотохромную реакцию в полимерном образце спиропирана. Этот процесс контролируется по увеличению сигнала фотолюминесценции как функции времени. При выключении титан-сапфирового лазера (в момент времени $t = 16$ с на вставке 2 к рис. 14а) сигнал фото-

люминесценции уменьшается, что указывает на восстановление спиropирана в форме *A* в образце под действием излучения второй гармоники непрерывного лазера на гранате с неодимом.

Зеленая антистоксова линия стимулирует обратный фотохромный переход. Спад сигнала фотолуминесценции, показанный на вставке 1 к рис. 14б, соответствует восстановлению спиropирана в форме *A* под действием зеленой антистоксовой линии. Голубая антистоксова линия выключается в момент времени $t = 0$. Сигнал фотолуминесценции, возбуждаемый зеленой антистоксовой линией, может быть также использован для визуализации трехмерных микроструктур и волноводов, записываемых в объеме фотохромного материала фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера в результате процесса двухфотонного поглощения (см. вставку 2 к рис. 14б).

Представленные в настоящем разделе эксперименты показывают, что МС-волокна существенно расширяют возможности базовых фемтосекундных лазеров без усилительных каскадов. В рассмотренных экспериментах волокна, микроструктурно-интегрирующие системы субмикрометровых кварцевых волноводных каналов, использовались для антистоксова преобразования частоты неусиленных фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера с энергией около 0,3 нДж.

Антистоксово излучение, генерируемое МС-волокнами, позволяет инициировать фотохромизм в полимерных образцах с молекулами спиropирана. МС-волокна, таким образом, обеспечивают высокие эффективности преобразования частоты неусиленных фемтосекундных импульсов в спектральную область, в которой сверхкороткие световые импульсы могут использоваться для инициирования и управления фотохимическими и фотобиологическими процессами.

3.6. Преобразование частоты с использованием микроструктурированных волокон: заключительные замечания

Представленные в данном разделе результаты экспериментальных исследований демонстрируют возможность высокоэффективного нелинейно-оптического преобразования частоты неусиленных фемтосекундных импульсов в МС-волокне. Нами разработаны, созданы и испытаны в нелинейно-оптических экспериментах МС-волокна с волноводными каналами в виде субмикрометровых кварцевых нитей. Размер канала является ключевым параметром, определяющим дисперсионные свойства волноводных мод и, следовательно, область спектра, в которую с максимальной эффективностью преобразуется частота излучения накачки. Экспериментально проиллюстрированы возможности перестройки частоты антистоксовых спектральных компонент, генерируемых при распространении фемтосекундных импульсов титан-сапфирового и хром-форстеритового лазеров через субмикрометровые кварцевые каналы различного диаметра. Эффективность преобразования частоты импульсов излучения накачки с длиной волны 800 нм, энергией 0,7 нДж и длительностью 70 фс при этих условиях достигает 20 %.

Оптимизация свойств дисперсии волноводных мод, поддерживаемых в центральной волноводной жиле продемонстрированных в настоящем обзоре МС-волокон, позволяет достичь высоких эффективностей генерации

суперконтинуума для неусиленных импульсов титан-сапфирового лазера. Разработанная и реализованная архитектура МС-волокон, таким образом, обеспечивает возможность эффективного мультиплексного преобразования несущей частоты фемтосекундных импульсов титан-сапфирового и хром-форстеритового лазеров в спектральную область, наиболее интересную для фотохимических и фотобиологических исследований, открывает новые области приложений методов фемтосекундной спектроскопии и управления сверхбыстрыми процессами в физике, химии и биологии.

4. Модовая структура и спектральные свойства излучения суперконтинуума в микроструктурированных волокнах

В этом разделе мы исследуем модовую структуру и спектральные свойства излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокне фемтосекундными импульсами излучения титан-сапфирового лазера. Результаты экспериментов показывают, что длинноволновая (720–900 нм) и видимая (400–600 нм) спектральные области суперконтинуума излучаются в пространственно разделенных волноводных модах, которые могут быть выделены и изолированы методами спектральной фильтрации. Выделенные таким образом изолированные волноводные моды соответствуют различным спектральным областям суперконтинуума обладают пространственным качеством, обеспечивающим высокую эффективность дальнейшего нелинейно-оптического преобразования частоты. Ниже продемонстрирована возможность достижения высокого спектрального качества широкополосного излучения в результате генерации суперконтинуума в МС-волокне. Полученные результаты указывают на возможность использования явления генерации суперконтинуума в МС-волокне для создания нового поколения оптических параметрических усилителей и источников излучения для спектроскопических, метрологических и биомедицинских приложений.

4.1. Генерация суперконтинуума в микроструктурированных волокнах

Генерация суперконтинуума [121] — нелинейно-оптическое явление, заключающееся в гигантском уширении спектра светового импульса в результате совместного действия целого ряда нелинейно-оптических эффектов, таких как фазовая само- и кросс-модуляция, четырехволновые взаимодействия, ВКР, формирование и распространение солитонов, модуляционные неустойчивости.

В последние годы интерес к явлению генерации суперконтинуума значительно возрос в связи с возможностью сверхуширения спектра для фемтосекундных импульсов малой мощности за счет использования волокон нового типа — МС-волокон [4–13]. Волокна этого типа позволяют достичь высоких эффективностей нелинейно-оптических взаимодействий даже в случае использования неусиленных фемтосекундных импульсов. Усиление широкого класса нелинейно-оптических явлений [7], сопровождающих распространение фемтосекундных импульсов в МС-волокне, приводит к генерации суперконтинуума [23–26], начиная с наноджоулевых и даже субнаноджоулевых уровней энергии лазерного излучения.

Исследование генерации суперконтинуума в МС-волокнах позволило выявить ряд интересных физиче-

ских явлений, обусловленных нелинейно-оптическими взаимодействиями сверхкоротких световых импульсов, и достичь существенного прогресса в понимании сценариев спектрального суживания коротких световых импульсов в различных режимах волноводного распространения [23–26]. Область приложений явления генерации суперконтинуума в МС-волокнах стремительно растет. Благодаря этому явлению в настоящее время наблюдаются революционные изменения в оптической метрологии [27–31], достигнут значительный прогресс в области оптической когерентной томографии [32], открываются возможности создания компактных и практичных источников широкополосного излучения на основе генерации суперконтинуума в МС-волокнах [33].

Для эффективного использования излучения суперконтинуума в спектроскопических, томографических и метрологических приложениях необходимо не только добиться воспроизводимости и устойчивости временных параметров и спектрального состава генерируемого широкополосного излучения, но и обеспечить высокое качество пространственной моды излучения суперконтинуума. Во многих практически важных случаях высокая эффективность генерации суперконтинуума в МС-волокнах достигается в условиях многомодового фазового согласования процессов четырехволнового взаимодействия, приводящих к спектральному суживанию. Излучение суперконтинуума при этих условиях происходит в многомодовом режиме.

В настоящем разделе мы обсудим метод пространственно-спектральной фильтрации излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокне с малым диаметром сердцевинки, обеспечивающим выполнение условий фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия, приводящих к генерации новых спектральных компонент лишь в определенной волноводной моде. Ниже показана возможность достижения высокого спектрального качества широкополосного излучения в результате генерации суперконтинуума в МС-волокне и исследованы пути активного формирования спектра суперконтинуума путем согласования параметров импульса накачки с параметрами МС-волокна и выбора начального chirpa импульсов накачки. Полученные результаты указывают на возможность использования явления генерации суперконтинуума в МС-волокне для создания нового поколения оптических параметрических усилителей и источников излучения для спектроскопических, метрологических и биомедицинских приложений.

4.2. Экспериментальная методика генерации суперконтинуума

Для проведения экспериментов по генерации суперконтинуума были разработаны и созданы оптические МС-волокна, оболочка которых состоит из одного, двух и более гексагональных циклов воздушных отверстий, а дополнительная локализация светового поля достигается за счет системы вспомогательных воздушных отверстий меньшего диаметра (см. вставки к рис. 8 и 12а). Как показывают результаты измерений, увеличение числа циклов воздушных отверстий, окружающих сердцевину волокна, приводит к уменьшению оптических потерь. На основании измерений, выполненных для 100-метровых участков микроструктурированных волокон этого типа [122], определены оптические потери,

которые составили $2-3 \text{ дБ м}^{-1}$ для волокон с одним гексагональным циклом отверстий и $0,4-0,5 \text{ дБ м}^{-1}$ для волокон с двумя циклами отверстий.

Эксперименты [123] выполнялись с использованием излучения лазера на сапфире с титаном, в состав которого входил задающий генератор и регенеративный усилитель. Длительность импульсов лазерного излучения с длиной волны 800 нм, следующих с частотой повторения 1 кГц, составляла 40 фс. Максимальная энергия фемтосекундных импульсов составляла 0,2 мДж, однако в волокно заводилось излучение с энергией, изменяемой в диапазоне от 1 до 50 нДж. Длина волокна, используемого для исследования эффектов спектрального суживания фемтосекундных импульсов и генерации суперконтинуума, варьировалась от 4 до 200 см. Лазерное излучение заводилось в волокно при помощи микрообъектива. Излучение, прошедшее через волокно коллимировалось при помощи аналогичного микрообъектива. Затем световой пучок проходил через светоделительную пластину, направлявшую одну часть пучка на спектрограф для анализа спектра, а другую его часть на CCD-камеру, которая использовалась для анализа пространственного распределения интенсивности излучения.

4.3. Модовая структура излучения суперконтинуума

Распространение фемтосекундных импульсов в МС-волокне сопровождалось их значительным спектральным уширением. При энергиях импульсов титан-сапфирового лазера на уровне нескольких наноджоулей наблюдалась генерация суперконтинуума со спектральной шириной, превышающей октаву. На рисунке 15 представлены характерные спектры излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокне с одним циклом отверстий, диаметром сердцевинки 3 мкм и длиной 1,5 м импульсами излучения титан-сапфирового лазера с длительностью 40 фс и энергией 2 и 3 нДж.

Излучение суперконтинуума генерировалось в общем случае в многомодовом режиме. Однако использование набора оптических фильтров позволило выделить изо-

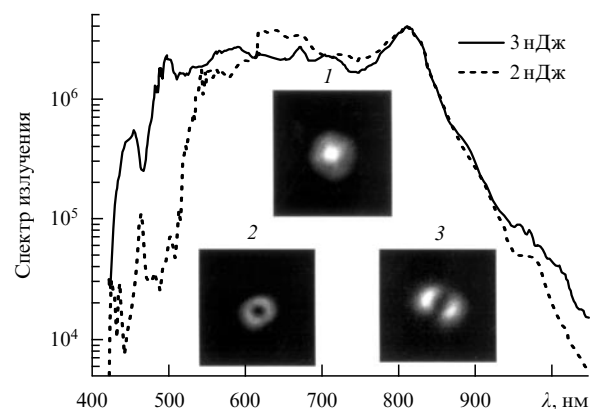


Рис. 15. Спектры излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокне с одним циклом отверстий (см. вставку к рис. 12а), диаметром сердцевинки 3 мкм и длиной 1,5 м импульсами излучения титан-сапфирового лазера с длительностью 40 фс и энергией 2 и 3 нДж. На вставках показана характерная модовая структура излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокне с одним циклом отверстий, диаметром сердцевинки 3 мкм и длиной 1,5 м, измеренная в спектральной области 720–900 нм (вставка 1) и 400–600 нм (вставки 2 и 3).

лированные пространственные моды излучения для различных спектральных областей суперконтинуума. На вставке 1 к рис. 15, в частности, представлена характерная модовая структура излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокне с одним циклом отверстий, диаметром сердцевинки 3 мкм и длиной 1,5 м, в спектральной области 720–900 нм. Как видно из представленного на вставке 1 изображения, пространственное распределение интенсивности излучения имеет колоколообразную форму с единственным максимумом на оси пучка. Структура моды излучения суперконтинуума в видимой части спектра (400–600 нм) при тех же экспериментальных условиях имеет кольцевую структуру с минимумом на оси пучка, как это показано на вставке 2 к рис. 15.

При небольшом изменении начальных условий возбуждения волноводной моды наблюдалось преобразование кольцевой моды (вставка 2 к рис. 15) видимой части спектра суперконтинуума в двудольную моду (вставка 3 к рис. 15). Как кольцевая, так и двудольная моды характеризовались воспроизводимостью и устойчивостью и наблюдались на выходе МС-волокон с длинами, варьируемыми в диапазоне 20–200 см. Из-за меньшего перекрытия двудольной моды с пространственной модой накачки интегральный по пространственным модам спектр суперконтинуума в режиме генерации двудольной моды характеризовался более быстрым спадом в области коротких длин волн, чем в случае генерации кольцевой моды.

С физической точки зрения возможность получения изолированных мод излучения суперконтинуума путем спектральной фильтрации основана на том обстоятельстве, что расстройка постоянных распространения, характеризующих соседние волноводные моды, увеличивается с уменьшением радиуса сердцевинки волокна. В рамках элементарной теории оптических волокон [1] соотношение между расстройкой постоянных распространения соседних волноводных мод $\Delta\beta$ стандартных волокон и радиусом сердцевинки волокна a может быть записано в виде

$$\Delta\beta \approx \frac{\pi^2 c f_n}{4a^2 \omega n_{\text{core}}},$$

где c — скорость света, ω — частота излучения, f_n — функция модового индекса, n_{core} — показатель преломления сердцевинки волокна. Это наблюдение приводит к идее использования МС-волокон с малым диаметром сердцевинки для генерации суперконтинуума в режиме, когда в каждой спектральной области суперконтинуума (или по крайней мере в некоторых из этих областей) условие фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия выполняется лишь для определенной моды, генерируемой в результате процесса четырехволнового взаимодействия.

Наблюдаемые изменения в характере пространственного распределения интенсивности суперконтинуума в различных спектральных областях (см. рис. 15) свидетельствуют об изменении характера многомодового фазового согласования процессов четырехволнового взаимодействия, дающих вклад в суживание спектра, для различных диапазонов частоты. Однако, как следует из результатов измерений, выполненных для микроструктурированных волокон с диаметром сердцевинки 3 мкм, в

каждом из исследуемых диапазонов преобладает фазовый синхронизм для определенной пространственной моды генерируемого сигнала. Данное обстоятельство позволяет выделить изолированные пространственные моды излучения для различных спектральных областей суперконтинуума.

4.4. Нелинейно-оптическое преобразование частотных компонент суперконтинуума и кросс-корреляционные измерения

Важным критерием качества пространственных мод суперконтинуума может служить эффективность дальнейшего преобразования частотных компонент излучения суперконтинуума в нелинейной среде. Этот критерий позволяет также судить о пригодности излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокнах и селективного при помощи описанной выше методики, для реальных спектроскопических исследований и измерений, выполняемых по схеме накачка–зондирование с помощью суперконтинуума.

Ввиду указанных обстоятельств мы экспериментально исследовали процессы генерации суммарной частоты для различных отсементированных с помощью фильтров спектральных областей суперконтинуума, смешиваемых в кристалле LBO толщиной 100 мкм с излучением основной частоты титан-сапфирового лазера. На рисунке 16 представлены результаты измерений, выполненных с использованием длинноволнового крыла излучения суперконтинуума (720–900 нм). Излучение длинноволнового крыла суперконтинуума (спектр излучения показан кривой 1 на рис. 16а) смешивался в кристалле LBO с излучением основной частоты титан-сапфирового лазера в неколлинеарной геометрии трехволнового взаимодействия.

В направлении фазового синхронизма на выходе кристалла (см. диаграмму 1 на рис. 16) наблюдалась генерация широкополосного сигнала суммарной частоты в спектральной области 370–430 нм. Эффективность процесса генерации суммарной частоты составила 0,1%. При этом наблюдалась неколлинеарная генерация второй гармоники излучения длинноволнового крыла суперконтинуума (см. диаграмму 2 на рис. 16). Эффективность процесса генерации второй гармоники в этих условиях была более чем на порядок ниже эффективности неколлинеарной генерации суммарной частоты. (Относительные эффективности процессов генерации суммарной частоты и второй гармоники приведены слева на рис. 16.)

Выполненные эксперименты по генерации суммарной частоты в нелинейном кристалле позволяют также судить о длительности импульсов широкополосного излучения, генерируемого в МС-волокне в различных спектральных областях. Результаты соответствующих кросс-корреляционных измерений представлены на рис. 16б. Изменялись зависимости сигнала суммарной частоты от времени задержки между импульсом широкополосного излучения, генерируемого в МС-волокне и проходящего через систему оптических фильтров, и импульсом основной частоты титан-сапфирового лазера. Для сравнения измерялись кросс-корреляционные функции для излучения титан-сапфирового лазера малой мощности, испытывающего лишь малое спектральное уширение при прохождении через МС-волокно (спектр сигнала показан кривой 2 на рис. 16а).

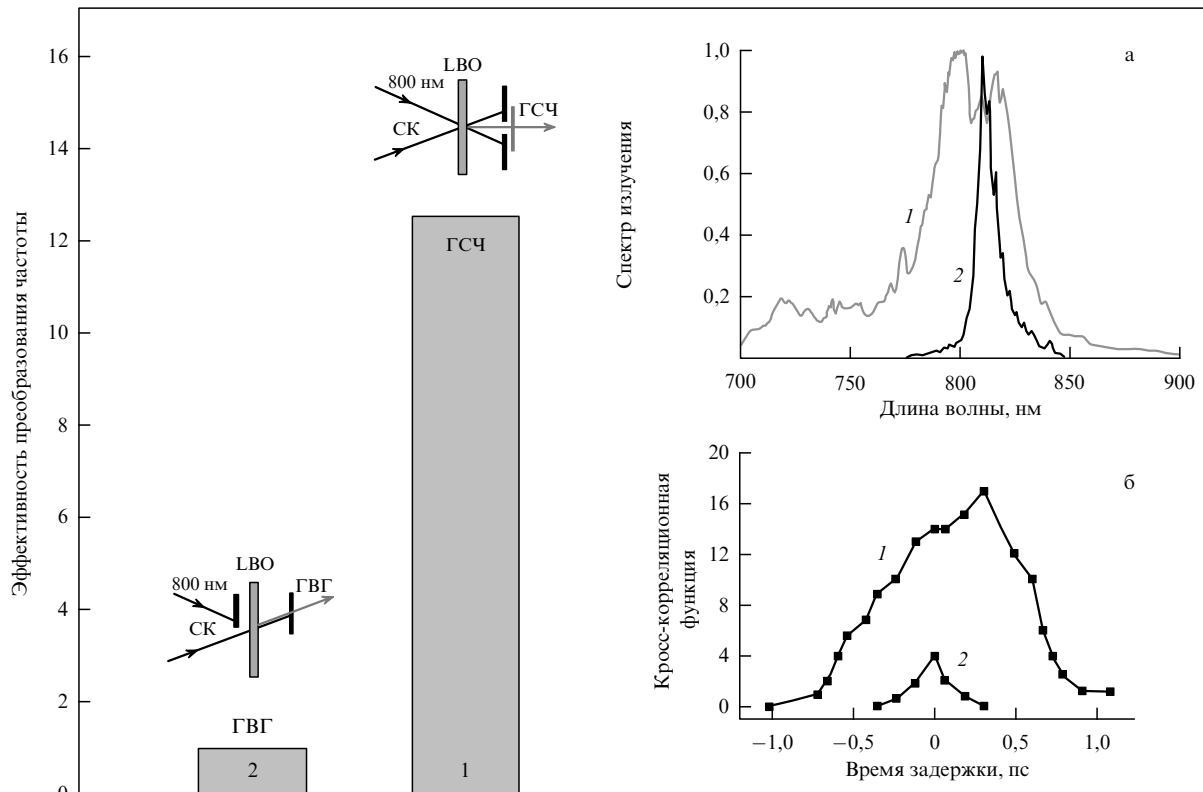


Рис. 16. (а) Спектр излучения суперконтинуума (СК), генерируемого в МС-волокне с одним циклом отверстий, диаметром сердцевины 3 мкм и длиной 1,5 м, в спектральной области 720–900 нм (кривая 1) и спектр слабоуширенного излучения титан-сапфирового лазера низкой интенсивности (кривая 2). (б) Кросс-корреляционная функция для импульсов излучения суперконтинуума, прошедших через фильтр, отсекающий излучение с длинами волн менее 720–900 нм (кривая 1), и слабоуширенного излучения титан-сапфирового лазера низкой интенсивности (кривая 2). Диаграмма 1 показывает схему неколлинеарной генерации суммарной частоты. На диаграмме 2 представлена схема коллинеарной генерации второй гармоники. Высотой столбцов показана относительная эффективность процессов генерации суммарной частоты (ГСЧ) и генерации второй гармоники (ГВГ).

Длительность кросс-корреляционной функции, построенной для широкополосного сигнала (кривая 1 на рис. 16б), выделенного с помощью системы оптических фильтров, существенно превосходила длительность кросс-корреляционной функции для сигнала, характеризующегося слабым спектральным уширением (кривая 2 на рис. 16б). Результаты данных измерений свидетельствуют о том, что различные спектральные компоненты в излучении суперконтинуума на выходе МС-волокна характеризуются различными временами задержки. Данный эффект обусловлен дисперсионными свойствами волокна и может быть использован для спектральных и время-разрешенных измерений в схеме накачка–зондирование излучением суперконтинуума [124–126].

4.5. Свойства суперконтинуума в микроструктурированных волокнах: заключительные замечания

Таким образом, на основе исследования модовой структуры и спектральных свойств излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокне, предложен и экспериментально реализован метод пространственно-спектральной фильтрации излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокне. Ключевой физический эффект, позволяющий реализовать подобный метод фильтрации излучения суперконтинуума, заключается в увеличении расстройки постоянных распространения для соседних волноводных мод с уменьшением диаметра

сердцевины волокна. Достаточно малые размеры сердцевины волокна могут быть обеспечены за счет использования микроструктурированных волокон. Генерация суперконтинуума в подобных волокнах может происходить в режиме, когда в каждой спектральной области суперконтинуума (или по крайней мере в некоторых из этих областей) условие фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия выполняется лишь для определенной моды, генерируемой в результате процесса четырехволнового взаимодействия.

Представленные в настоящем обзоре результаты экспериментальных исследований доказывают возможность выделения в этом случае изолированных волноводных мод излучения суперконтинуума в различных спектральных диапазонах. Предложенный метод фильтрации одиночных мод суперконтинуума обеспечивает высокое качество пространственного распределения излучения, позволяет достичь высоких эффективностей дальнейшего нелинейно-оптического преобразования частотных компонент, полученных в МС-волокне и отселектированных методами частотной фильтрации, путем смешения с излучением основной частоты титан-сапфирового лазера в нелинейном кристалле. Разработанный и экспериментально реализованный в настоящей работе метод пространственно-спектральной фильтрации излучения суперконтинуума, генерируемого в МС-волокнах, позволяет повысить эффективность использования излучения суперконтинуума для спектроскопиче-

ских приложений, время-разрешенных измерений, оптической метрологии и когерентной томографии, открывает новые пути синтеза сверхкоротких световых импульсов.

Выполненные исследования показывают возможность достижения высокого спектрального качества широкополосного излучения в результате генерации суперконтинуума в МС-волокне. Полученные результаты указывают на возможность использования явления генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне для создания нового поколения оптических параметрических усилителей и источников излучения в спектроскопических, метрологических и биомедицинских приложениях.

5. Нелинейные взаимодействия лазерных импульсов в полых фотонно-кристаллических волокнах

В этом разделе анализируются возможности увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в полых ФК-волокнах. Мы обсудим результаты экспериментов по четырехволновому взаимодействию пикосекундных импульсов и фазовой самомодуляции фемтосекундных лазерных импульсов, демонстрирующих возможность радикального усиления нелинейно-оптических процессов в полых волокнах с ФК-оболочкой по сравнению с режимом жесткой фокусировки и стандартными полыми волокнами со сплошной оболочкой.

5.1. Четырехволновое взаимодействие в полых фотонно-кристаллических волокнах

Четырехволновые взаимодействия (ЧВВ) являются одним из основных классов нелинейно-оптических процессов [92]. Взаимодействия этого типа широко используются для преобразования частоты излучения, управления сверхкороткими импульсами и спектроскопических приложений. Волноводные режимы распространения лазерных импульсов позволяют значительно повысить эффективность ЧВВ за счет увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия [2]. В частности, планарные волноводы обеспечивают уровень чувствительности спектроскопии КАРС, достаточный для регистрации КАРС-сигнала от одиночных молекул [85]. Повышение чувствительности ЧВВ-спектроскопии газовых сред достигается за счет использования полых волноводов [70–72]. Оптические потери в собственных модах полых волноводов быстро (пропорционально a^{-3}) увеличиваются с уменьшением внутреннего радиуса капилляра a [73]. Данное обстоятельство накладывает физическое ограничение на фактор волноводного увеличения эффективности ЧВВ-процесса в полом волноводе (см. кривую I на рис. 7а), определяемый радиусом сердцевины волокна.

Полые волокна с микроструктурированной и фотонно-кристаллической (двумерно-периодической) оболочкой [38–40] (рис. 1г) позволяют снизить уровень оптических потерь по сравнению с обычными полыми волноводами. Волноводное распространение излучения в подобных волокнах достигается за счет высокой отражательной способности периодической структуры оболочки в спектральных областях, соответствующих фотонным запрещенным зонам [38, 40]. Полые ФК-волокна, таким образом, обеспечивают уникальную возможность

реализации высокоэффективных нелинейно-оптических взаимодействий в волноводных модах с поперечным размером порядка нескольких микрометров (см. кривые 2 и 3 на рис. 7а, а также раздел 2). Пионерские эксперименты в области нелинейной оптики полых микроструктурированных волокон, выполненные группой Ф. Расселла [41], показали, что подобные волокна позволяют снизить порог ВКР до рекордно низких значений.

В настоящем разделе мы обсудим эксперименты, демонстрирующие возможность радикального увеличения эффективности ЧВВ-процессов в полых ФК-волокнах. Для ЧВВ-процесса $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ (где ω и 2ω — основная частота и частота второй гармоники пикосекундных импульсов лазера на гранате с неодимом) достигнуто 800-кратное увеличение мощности ЧВВ-сигнала по сравнению с режимом жесткой фокусировки.

Для экспериментов по ЧВВ [42] использовались полые ФК-волокна с периодом структуры оболочки 5 мкм и диаметром сердцевины 14 мкм (см. вставки к рис. 17). Спектр пропускания полых ФК-волноводов характеризуется наличием ярко выраженных максимумов (рис. 17). Природа этих пиков связана с тем, что периодически-структурированная оболочка волокна характеризуется высокой отражательной способностью вблизи фотонных запрещенных зон, что приводит к значительному уменьшению потерь волноводных мод в узких спектральных областях. Излучение с длинами волн, лежащими вдали от запрещенных зон, может приводить лишь к возбуждению вытекающих мод полого волновода. Такие моды характеризуются значительными потерями и не дают заметного вклада в сигнал на выходе волокна. Перестройка спектра пропускания полых ФК-волокон достигается путем изменения структуры оболочки.

Для экспериментов по ЧВВ были спроектированы волокна, обеспечивающие низкие уровни потерь одновременно для импульсов накачки на частоте основного излучения лазера на гранате с неодимом и его второй гармоники, а также для ЧВВ-сигнала на частоте третьей гармоники. Диаграмма ЧВВ-процесса и спектр пропускания волокна показаны на рис. 18. Коэффициенты оптических потерь, измеренные в наших экспериментах для полых ФК-волокон, составляли $0,09 \text{ см}^{-1}$ на длине волны $1,06 \text{ мкм}$ и $0,08 \text{ см}^{-1}$ на длине волны $0,53 \text{ мкм}$. Длина ФК-волокна выбиралась равной 9 см , т.е. была немного меньше длины волновода, обеспечивающей максимальную эффективность ЧВВ-процесса:

$$l_{\text{FWM}} = \frac{\ln 3}{\alpha},$$

где α — коэффициент оптических потерь, который полагается примерно равным для всех частот ЧВВ-процесса. Как видно из рис. 7а, мощность ЧВВ-сигнала при этих условиях может увеличиваться в 800–1000 раз относительно режима жесткой фокусировки.

Пикосекундная лазерная система, используемая в экспериментах, генерировала импульсы излучения на длинах волн $1,06 \text{ мкм}$ (излучение накачки с частотой ω) и $0,53 \text{ мкм}$ (излучение накачки с частотой 2ω). Система состоит из задающего лазера на гранате с неодимом с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью, блока выделения одиночного импульса и усилительных каскадов [127]. Синхронизация мод в

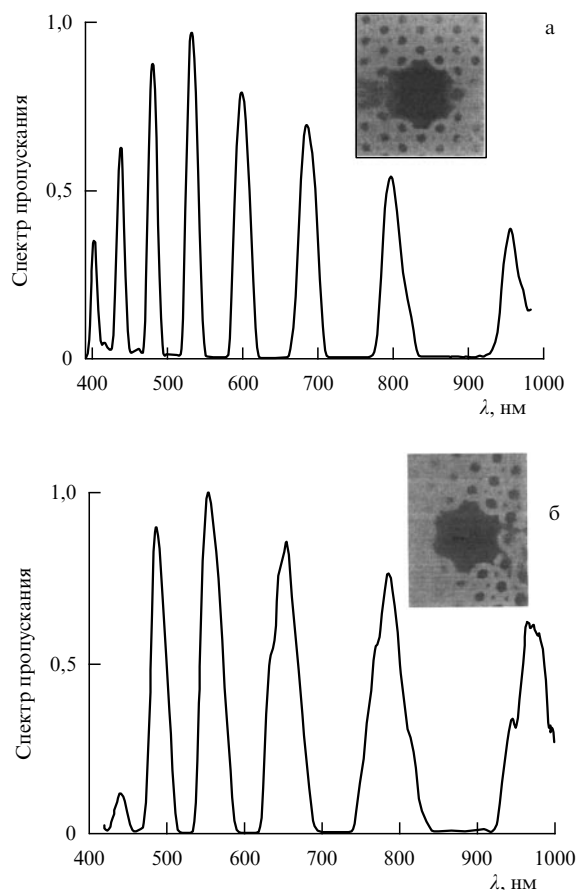


Рис. 17. Спектры пропускания полых ФК-волокон с различной структурой оболочки. Изображения поперечного сечения волокна показаны на вставках. Период структуры оболочки равен примерно 5 мкм.

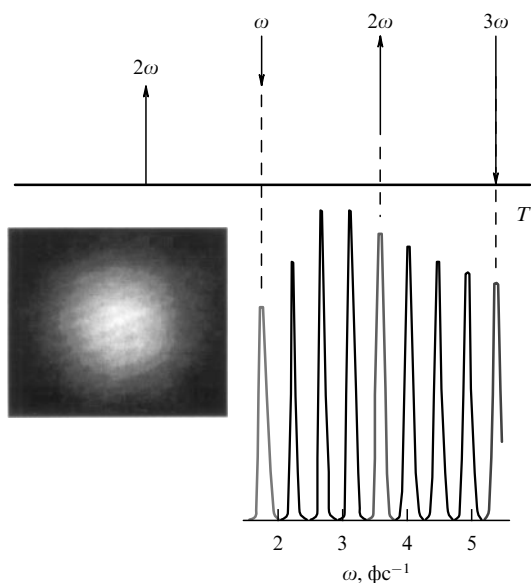


Рис. 18. Диаграмма ЧВВ-процесса $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ (вверху) и спектр пропускания полого ФК-волокна, одновременно обеспечивающего максимальное пропускание для излучения двухчастотной накачки (1,06 и 0,53 мкм) и ЧВВ-сигнала (внизу). На вставке показано поперечное распределение интенсивности излучения накачки на частоте второй гармоники на выходе ФК-волокна.

генераторе осуществляется с помощью насыщающегося пленочного поглотителя, прижатого к глухому зеркалу резонатора. Отрицательная обратная связь создается с помощью внутррезонаторного электрооптического затвора, управляемого быстродействующим высокоточным ФЭУ. Выделение одиночного импульса из цуга производится при помощи аналогичного электрооптического затвора. Длительность одиночного лазерного импульса составляет 30 пс, его энергия варьируется от 30 до 40 мкДж. Система выделения одиночного импульса служит также для оптической развязки, подавляет паразитное обратное отражение излучения от оптических элементов усилительных каскадов.

Усиленный импульс лазерного излучения на длине волны 1,06 мкм использовался для генерации второй гармоники в кристалле DKDP (рис. 19). Излучение второй гармоники отделялось от излучения основной длины волны с помощью дихроичного зеркала. Оптические пути импульсов основного излучения и второй гармоники согласовывались при помощи линии задержки. Затем эти импульсы совмещались на дихроичном зеркале и заводились в ФК-волокно, помещенное на трехкоординатный столик (см. рис. 19). Сигнал на частоте третьей гармоники 3ω может возникать в полом ФК-волокне как в результате ЧВВ-процесса $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$, так и в результате прямого процесса генерации третьей гармоники $3\omega = \omega + \omega + \omega$. Измерения, выполненные без использования излучения накачки на частоте второй гармоники, однако, показали, что эффективность прямой генерации третьей гармоники значительно ниже, чем эффективность двухчастотного ЧВВ-процесса.

Линейно поляризованные импульсы накачки возбуждали основную волноводную моду ФК-волокна. Поперечное распределение интенсивности излучения накачки с частотой 2ω на выходе волокна показано на вставке к рис. 18. Производилось сравнение мощности ЧВВ-сигнала, генерируемого в ФК-волокне, с мощностью ЧВВ-сигнала, генерируемого импульсами накачки с теми же энергиями в режиме жесткой фокусировки. Фактор увеличения мощности ЧВВ-сигнала при описанных выше экспериментальных условиях достигал величин порядка 800. Этот результат качественно согласуется с результатами теоретического анализа (ср. кривые 2 и 5 на рис. 7а). Фактор увеличения мощности ЧВВ-сигнала в наших экспериментах ограничивается оптическими потерями ФК-волокон. Следует ожидать, что при снижении оптических потерь до $0,01 \text{ см}^{-1}$ полые ФК-волокна позволят более чем на четыре порядка повысить мощность сигнала волноводного ЧВВ по сравнению с режимом жесткой фокусировки (см. кривую 3 на рис. 7а).

В таблице 2 представлены факторы увеличения мощности сигнала волноводного ЧВВ по схеме $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$, достигнутые для импульсов длительностью 30 пс в экспериментах с полыми волокнами со сплошной и ФК-оболочкой. Как видно из таблицы, волноводный фактор увеличения мощности ЧВВ-сигнала, обеспечиваемый полым ФК-волокном, более чем в 50 раз превосходит характерные значения этого фактора, достижимые для импульсов накачки тех же частот и длительностей при использовании полого волокна со сплошной оболочкой [128]. В условиях наших экспериментов ЧВВ-сигнал из полого ФК-волокна может быть уверенно зарегистрирован при характерных энергиях

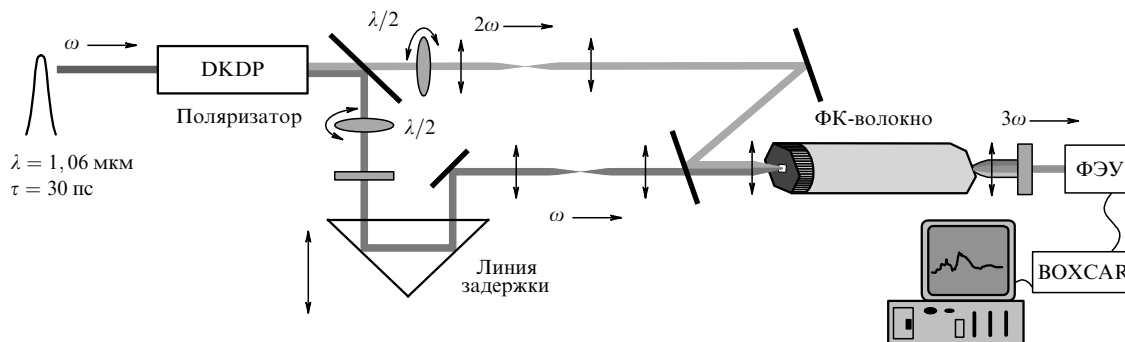


Рис. 19. Экспериментальная установка для исследования процесса четырехволнового взаимодействия в полых ФК-волокнах.

Таблица 2. Волноводное увеличение эффективности ЧВВ импульсов длительностью 30 пс по схеме $3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$ в полых волокнах со сплошной и ФК-оболочкой

Полое волокно	a , мкм	L , см	μ	E_{ω} , мкДж	$E_{2\omega}$, мкДж
со сплошной оболочкой [128]	100	10	15	10	10
с ФК-оболочкой [42]	13	9	800	2	2

Обозначения: a — внутренний радиус полого волновода; L — длина полого волновода; μ — фактор увеличения мощности ЧВВ-сигнала в волноводном режиме относительно режима жесткой фокусировки; E_{ω} и $E_{2\omega}$ — типичные значения энергии импульсов накачки с частотами ω и 2ω , соответствующие уверенно регистрируемому ЧВВ-сигналу; ω — частота излучения лазера на гранате с неодимом.

пикосекундных импульсов накачки порядка единиц микроджоулей, что является рекордно низким уровнем энергий для детектирования нерезонансных ЧВВ-процессов в газовой фазе.

5.2. Фазовая самомодуляция фемтосекундных импульсов в полых фотонно-кристаллических волокнах

Полые волноводы [73] активно используются в современных лазерных системах для увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов и повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [61]. Волноводы этого типа позволяют реализовать нелинейно-оптическое преобразование спектра сверхкоротких импульсов высокой интенсивности без повреждения сердцевины волновода вследствие оптического пробоя. Явление фазовой самомодуляции в газе, заполняющем сердцевину полого волновода, позволяет получать импульсы длительностью короче 5 фс [62, 63]. Вынужденное комбинационное рассеяние лазерных импульсов в полых волноводах, заполненных комбинационно-активными газами, приводит к эффективной генерации множественных комбинационных компонент, фазировка которых позволяет осуществить синтез импульсов длительностью короче 4 фс [65]. Полые волноводы позволяют радикально увеличить эффективность генерации гармоник высокого порядка [67–69] и повысить чувствительность методов газового анализа, основанных на спектроскопии четырехволнового взаимодействия [70–72].

Моды стандартных полых волноводов со сплошной диэлектрической оболочкой характеризуются неустра-

нимыми оптическими потерями (см. раздел 2), которые растут с уменьшением радиуса a полой сердцевины волокна по закону λ^2/a^3 , где λ — длина волны излучения. Это обстоятельство накладывает ограничения на уменьшение радиуса сердцевины полых волокон. В экспериментах, как правило, используются полые волокна с диаметром сердцевины, варьируемым в диапазоне 100–500 мкм. Излучение при этом распространяется через волокно в многомодовом режиме. Влияние высших волноводных мод на процессы четырехволнового взаимодействия в полых волокнах рассмотрено в [72, 129].

Оптические потери в полых волноводах могут быть существенно уменьшены путем использования волокон с двумерно-периодической оболочкой — ФК-волокон. Фотонные запрещенные зоны периодической оболочки полых ФК-волокон, таким образом, приводят к возникновению максимумов в спектре пропускания волокна [38, 40]. Вследствие ограниченной спектральной ширины фотонных запрещенных зон периодической оболочки ФК-волокон, максимумы в спектрах пропускания подобных волокон имеют конечную ширину. Данное обстоятельство накладывает ограничение на длительность импульсов, передаваемых по волокну, и приводит к экспериментальным трудностям при использовании фемтосекундных импульсов.

Эксперименты [59] указывают на возможность согласования спектра сверхкоротких импульсов и максимумов в спектре пропускания полых ФК-волокон. Ниже представлены результаты первых экспериментов [130], посвященных исследованию нелинейно-оптических взаимодействий фемтосекундных импульсов в полых ФК-волокнах. Разработаны и созданы ФК-волокна, позволяющие обеспечивать волноводный режим нелинейно-оптических взаимодействий для фемтосекундных импульсов излучения с длиной волны около 800 нм. Выполненные эксперименты указывают на возможность существенного повышения эффективности фазовой самомодуляции субмикроджоулевых фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера в полых ФК-волокнах.

Лазерная система в экспериментах [130] состояла из задающего генератора на сапфире с титаном, стретчера, многопроходного усилителя и компрессора. Накачка задающего генератора обеспечивалась непрерывным излучением второй гармоники Nd:YVO₄-лазера (Verdi) с диодной накачкой мощностью 4 Вт. Задающий генератор позволял получать импульсы излучения длительностью 50–100 фс с частотой повторения 100 МГц и средней мощностью до 400 мВт. Фемтосекундные импульсы,

генерируемые задающим лазером, поступали в стретчер, состоящий из дифракционной решетки и набора зеркал. Чирпированные импульсы длительностью 800 пс, формируемые стретчером, усиливались в многопроходном усилителе на титанате сапфира, накачиваемом наносекундным Nd:YAG-лазером с внутриврезонаторной генерацией второй гармоники. Усиленные импульсы, следовавшие с частотой повторения 1 кГц, сжимались в решеточном компрессоре, формировавшем импульсы с длительностью 100–130 фс и энергией до 150 мкДж. Для исследования фазовой самомодуляции в полых ФК-волокнах использовались фемтосекундные импульсы длительностью около 100–120 фс и энергией 0,5–5 мкДж.

Полые ФК-волокна в экспериментах [130] имели период структуры оболочки 5 мкм и диаметр сердцевины 14 мкм (см. вставку к рис. 20а). Спектр пропускания полых ФК-волокон характеризуется наличием ярко выраженных максимумов (рис. 20). Природа этих пиков связана с тем, что периодически структурированная оболочка волокна характеризуется высокой отражательной способностью вблизи фотонных запрещенных зон, что приводит к значительному уменьшению потерь волноводных мод в узких спектральных областях. Излучение с длинами волн, лежащими вдали от запрещенных зон, может приводить лишь к возбуждению вытекающих мод полого волновода. Для передачи фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера были спроектиро-

ваны и изготовлены ФК-волокна, обеспечивающие низкий уровень потерь в области длин волн 800 нм (см. рис. 20). Длина ФК-волокон в наших экспериментах варьировалась от 3 до 15 см.

Факторы волноводного увеличения эффективности процесса фазовой самомодуляции в оптическом волокне по отношению к режиму жесткофокусированного лазерного пучка пропорционален отношению $\lambda/a^2\alpha$, где λ — длина волны излучения, α — величина оптических потерь, a — радиус полой сердцевины волокна. Для стандартного полого волокна со сплошной оболочкой оптические потери определяются выражением (16). Благодаря высокой отражательной способности ФК-оболочки полые ФК-волокна позволяют существенно снизить оптические потери по сравнению со случаем стандартных полых волокон, для которых оптические потери пропорциональны отношению λ^2/a^3 .

Уменьшение оптических потерь в случае полых ФК-волокон приводит к значительному увеличению фактора волноводного усиления фазовой самомодуляции, особенно заметному для полых волокон с малым радиусом сердцевины. Полые ФК-волокна с радиусом сердцевины $a \approx 14$ мкм и величиной оптических потерь $\alpha = 0,08$ см⁻¹ в описываемых в настоящем разделе экспериментах позволяют более чем на порядок увеличить фактор волноводного усиления процесса фазовой самомодуляции. Дальнейшее увеличение фактора волноводного усиления фазовой самомодуляции может быть достигнуто путем уменьшения волноводных потерь полых ФК-волокон. В работе [131], в частности, были разработаны полые ФК-волокна с оптическими потерями около 180 дБ км⁻¹. Подобные волокна открывают возможности радикального увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий (см. также раздел 2).

Решение задачи уменьшения оптических потерь при распространении сверхкоротких импульсов через полые ФК-волокна предполагает согласование спектра лазерных импульсов со спектром пропускания ФК-волокна. Явление фазовой самомодуляции приводит к уширению спектра сверхкоротких лазерных импульсов. С учетом этого обстоятельства ширина соответствующего максимума в спектре пропускания полого ФК-волокна, обеспечиваемого фотонной запрещенной зоной оболочки, должна быть достаточной для передачи спектрально-уширенного короткого лазерного импульса без существенных искажений.

Для исследования явления фазовой самомодуляции в полое ФК-волокно с диаметром сердцевины около 14 мкм заводились импульсы излучения титан-сапфирового лазера с энергией 0,5–5 мкДж и начальной длительностью 100–120 фс. Измерение оптических потерь для используемого полого ФК-волокна приводило к характерным значениям длины ослабления порядка 11 см. С учетом этого результата длина ФК-волокна для фазовой самомодуляции выбиралась равной 5–9 см.

Сплошной линией на рис. 20 представлены спектры излучения на выходе ФК-волокна длиной 8 см, соответствующие входным импульсам излучения с длиной волны 800 нм длительностью около 100 фс. Энергия излучения, заводимого в волокно, составляла 0,9 и 1,2 мкДж. Спектры выходных импульсов уширены вследствие явления фазовой самомодуляции. Оптимальные условия для передачи спектрально-уширенных им-

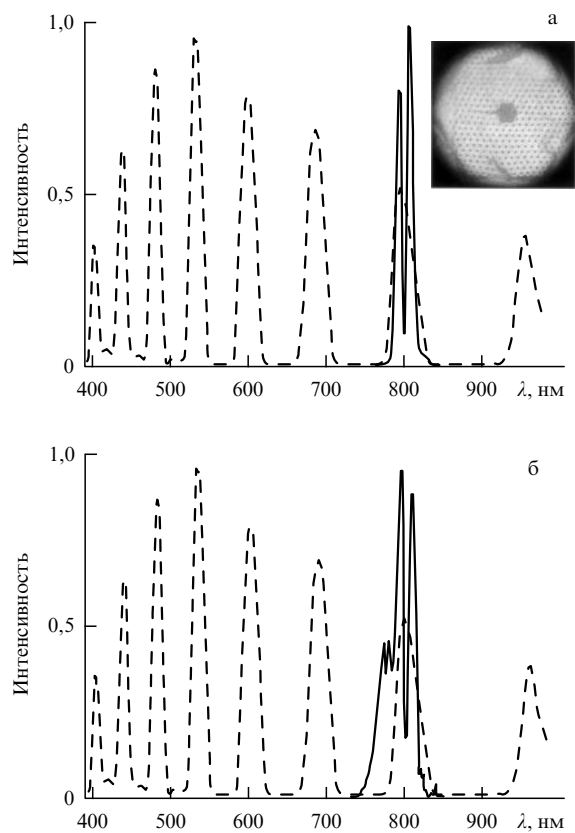


Рис. 20. Спектры импульсов (сплошные кривые) на выходе полого ФК-волокна длиной 8 см, соответствующие входным импульсам излучения с длиной волны 800 нм, длительностью 100 фс и энергией заводимого в волокно излучения 0,9 мкДж (а) и 1,2 мкДж (б). Штриховые кривые — спектры пропускания волокон. На вставке к рис. 20а изображено поперечное сечение полого ФК-волокна с периодом структуры в оболочке 5 мкм.

пульсов через ФК-волокно достигаются в условиях согласования уширенного за счет фазовой самомодуляции спектра импульса и соответствующего максимума в спектре пропускания ФК-волновода. Пример такого согласования представлен на рис. 20а. Ширина спектра импульса, уширенного за счет фазовой самомодуляции, как видно из рис. 20б, превышает ширину пика пропускания ФК-волокна, что приводит к дополнительным потерям излучения.

Ширина спектра выходного импульса, представленного на рис. 20а, составляет примерно 35 нм, а форма спектра соответствует нелинейному фазовому сдвигу порядка $1,5\pi$. Для достижения аналогичных параметров спектрального уширения импульсов за счет эффекта фазовой самомодуляции в стандартных полых волноводах с внутренним диаметром 100 мкм требуются интенсивности лазерного излучения, в 40–100 раз превышающие интенсивности фемтосекундных импульсов, используемых в настоящей работе.

Как следует из рис. 20а, надлежащим выбором параметров лазерного импульса, полого ФК-волокна и газа, заполняющего сердцевину волокна, удается достичь согласования между шириной пика пропускания полого ФК-волокна и спектром выходного импульса, уширенного за счет явления фазовой самомодуляции. В описываемых экспериментах ФК-волокно заполнялось атмосферным воздухом с характерным нелинейным показателем преломления $n_2 \approx 5 \times 10^{-19} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$ [132]. Эффективная площадь моды, оцениваемая на основе анализа пространственного распределения интенсивности излучения на выходе волокна, составляла $S_{\text{eff}} \approx 70 \text{ мкм}^2$. Лазерные импульсы с длительностью 100 фс и энергией 0,8 мкДж, использованные в описанных выше экспериментах, имели характерную интенсивность $I \approx 9 \times 10^{12} \text{ Вт см}^{-2}$.

Элементарная теория фазовой самомодуляции дает следующее значение максимального спектрального уширения для лазерных импульсов с указанными параметрами, распространяющихся в волокне длиной $L \approx 8 \text{ см}$:

$$\Delta\lambda \approx 2n_2 \frac{I\lambda L}{\tau c} \approx 30 \text{ нм}.$$

Данная оценка согласуется с результатами экспериментальных исследований. Полые ФК-волокна, таким образом, обеспечивают уникальную возможность реализации высокоэффективных нелинейно-оптических взаимодействий волноводных мод электромагнитного излучения с поперечным размером порядка нескольких микрометров в газовых средах.

5.3. Нелинейная оптика полых фотонно-кристаллических волокон: заключительные замечания

Радикальное увеличение эффективности ЧВВ-процессов в полых ФК-волокнах, экспериментально продемонстрированное в настоящем обзоре, открывает новые возможности в области нелинейной оптики мощных сверхкоротких лазерных импульсов, физики сильных световых полей и нелинейной спектроскопии. Полые ФК-волокна позволяют реализовать волноводные режимы нелинейно-оптических взаимодействий для мощных лазерных импульсов, которые не могут передаваться через стандартные оптические волокна вследствие возникновения оптического пробоя.

Благодаря значительному увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и возможности управления дисперсией волноводных мод за счет изменения структуры волокна полые ФК-волокна позволяют рассчитывать на увеличение эффективности процесса синтеза сверхкоротких лазерных импульсов в комбинационно-активных газах, реализованного с использованием полых волноводов со сплошной оболочкой [65]. Увеличение эффективности ЧВВ-процессов в полых ФК-волокнах открывает также возможности значительного повышения чувствительности нелинейно-оптической спектроскопии газовых сред и позволяет снизить требования к энергиям лазерных импульсов в задачах нелинейной спектроскопии.

Представленные в настоящем разделе эксперименты демонстрируют возможность использования полых ФК-волокон для радикального увеличения эффективности фазовой самомодуляции фемтосекундных лазерных импульсов. Разработаны и созданы ФК-волокна, позволяющие обеспечивать волноводный режим нелинейно-оптических взаимодействий для фемтосекундных импульсов излучения с длиной волны около 800 нм в режиме максимального пропускания. Распространение и нелинейное самовоздействие фемтосекундных импульсов в полых ФК-волноводах происходило в одномодовом режиме. Подобный режим нелинейно-оптического взаимодействия позволяет свести к минимуму потери энергии, связанные с возбуждением высших волноводных мод, и принципиально недостижим для стандартных полых волноводов со сплошной оболочкой. Полые ФК-волокна обеспечивают уникальную возможность реализации высокоэффективных нелинейно-оптических взаимодействий волноводных мод с поперечным размером порядка нескольких микрометров в газовой среде. Явление фазовой самомодуляции в этих условиях позволяет достичь нелинейных фазовых сдвигов порядка $1,5\pi$ для субмикроджоулевых импульсов с начальной длительностью около 100 фс.

6. Заключение

Благодаря высокой степени локализации лазерного излучения в направляемых волноводных модах, микроструктурированные волокна позволяют достичь радикального увеличения эффективности целого класса нелинейно-оптических взаимодействий, включая фазовую само- и кросс-модуляцию, четырехволновые взаимодействия, генерацию третьей гармоники и вынужденное комбинационное рассеяние. Увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и возможность управления дисперсионными свойствами волноводных мод позволяет использовать лазерные импульсы малых энергий, включая неусиленные лазерные импульсы, для генерации суперконтинуума — излучения с широким непрерывным спектром. При определенных условиях спектральная ширина излучения суперконтинуума может составлять несколько октав. Явление генерации суперконтинуума приводит к революционным изменениям в области оптической метрологии и активно используется в лазерной биомедицине, спектроскопии, фотохимии, а также оптике сверхкоротких импульсов.

Управление дисперсией волноводных мод позволяет решать проблему фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия. В связи с этим

микроструктурированные волокна могут использоваться не только как источники широкополосного излучения, но и как преобразователи частоты лазерных импульсов. Экспериментально продемонстрирована возможность перестройки частоты антистоксовых спектральных компонент, генерируемых при распространении субнано-джоулевых фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера через субмикрометровые кварцевые каналы микроструктурированных волокон. Разработанная и реализованная архитектура микроструктурированных волокон обеспечивает возможность эффективного мультиплексного преобразования несущей частоты фемтосекундных импульсов титан-сапфирового и хром-форстеритового лазеров в спектральную область, наиболее интересную для фотохимических и фотобиологических исследований, открывает новые области приложений методов фемтосекундной спектроскопии и управления сверхбыстрыми процессами в физике, химии и биологии.

Радикальное увеличение эффективности четырехволновых взаимодействий в полых фотонно-кристаллических волокнах открывает новые возможности в области нелинейной оптики мощных сверхкоротких лазерных импульсов, физики сильных световых полей и нелинейной спектроскопии. Разработаны и созданы фотонно-кристаллические волокна, позволяющие обеспечивать волноводный режим нелинейно-оптических взаимодействий для фемтосекундных импульсов излучения с длиной волны около 800 нм в режиме максимального пропускания. Таким образом, оптические элементы для преобразования частоты и нелинейно-оптической трансформации спектра сверхкоротких импульсов на основе микроструктурированных волокон существенно расширяют возможности фемтосекундных лазерных систем, позволяют использовать сверхкороткие импульсы, в том числе неусиленные лазерные импульсы, для решения широкого класса задач фундаментального и прикладного характера в области спектроскопии, телекоммуникационных технологий, когерентного и квантового контроля, оптики сверхкоротких импульсов и биомедицины.

Материал обзора во многом основан на результатах исследований, проводимых в области оптики микроструктурированных волокон в Лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Автор глубоко благодарен А.Б. Федотову и Д.А. Сидорову-Бирюкову за сотрудничество, неоценимую помощь и постоянную поддержку и выражает сердечную признательность А.А. Иванову, Д.А. Акимову, С.О. Конорову, А.Н. Наумову, Е.Е. Серебрянникову, М.С. Сырчину за плодотворное сотрудничество и многочисленные обсуждения.

Значительная часть представленного в обзоре материала отражает результаты сотрудничества автора и нашей лаборатории с ведущими научными группами и учеными в России и за рубежом — М.В. Алфимовым (Центр фотохимии РАН), Д. фон дер Линде и А.П. Тарасевичем (Университет Эссена-Дуйсбурга), В.И. Белоглазовым, Н.Б. Скибиной и А.В. Щербаковым (Институт технологии и обработки стеклянных структур, Саратов), Ю.Н. Кондратьевым, В.С. Шевандиным, К.В. Дукельским и А.В. Хохловым (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова), П.К. Кашкаровым и А.А. Подшиваловым (МГУ им. М.В. Ломоно-

сова), Ф. Расселлом, Дж. Найтом, Т. Бирксом и У. Уодсуортом (Университет г. Бас), Л.А. Мельниковым (Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского), Р. Майлсом (Принстонский университет), Д. Хорватом, Д. Хорватом мл. и И. Бугаром (Международный лазерный центр, Братислава), В. Кифером и М. Шмиттом (Университет Вюрцбурга), Дж. Хаусом (Университет Дейтона), М. Скалорой (Университет Хантсвилла), С.Н. Багаевым и В.С. Пивцовым (Институт лазерной физики СО РАН), Ф. Джамманко (Университет Пизы), В.Б. Смирновым (Санкт-Петербургский государственный университет), Э. Винтером (Технический университет Вены), К. Сибилей (Римский университет), В.В. Яковлевым (Университет Висконсина-Миллуоки). Всем им автор выражает свою искреннюю признательность.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МД-42.2003.02), грантов РФФИ (02-02-17098, 03-02-16929), а также гранта Volkswagen Foundation (I/76 869).

Список литературы

1. Snyder A W, Love J D *Optical Waveguide Theory* (Science Paperbacks, 190) (London: Chapman and Hall, 1983)
2. Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics* (Boston: Academic Press, 1989)
3. Kaiser P V, Astle H W *Bell Syst. Tech. J.* **53** (1974)
4. Knight J C et al. *Opt. Lett.* **21** 1547 (1996)
5. Knight J C et al. *Science* **282** 1476 (1998)
6. Koch K W (Ed.) "Focus issue: photonic crystal fiber" *Opt. Express* **9** (13) (2001)
7. Bowden C M, Zheltikov A M (Eds) "Nonlinear optics of photonic crystals: feature issue" *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (9) (2002)
8. Monro T M et al. *Opt. Lett.* **25** 206 (2000)
9. Федотов А Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 407 (2000); Алфимов М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 714 (2000); Желтиков А М и др. *ЖЭТФ* **120** 570 (2001)
10. Желтиков А М *УФН* **170** 1203 (2000)
11. Eggleton B et al. *Opt. Express* **9** 698 (2001)
12. Knight J C et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 807 (2000)
13. Reeves W H et al. *Opt. Express* **10** 609 (2002)
14. Broderick N G R et al. *Opt. Lett.* **24** 1395 (1999)
15. Fedotov A B et al. *Appl. Phys. B* **73** 181 (2001)
16. Naumov A N et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2183 (2002)
17. Coen S et al. *Opt. Lett.* **26** 1356 (2001)
18. Coen S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 753 (2002)
19. Fedotov A B et al. *Appl. Phys. B* **77** 313 (2003)
20. Akimov D A et al. *Opt. Lett.* **28** 1948 (2003)
21. Dudley J M et al. *Opt. Express* **10** 1215 (2002)
22. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 796 (2000)
23. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
24. Wadsworth W J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2148 (2002)
25. Herrmann J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901 (2002)
26. Zheltikov A M (Ed.) "Supercontinuum generation: special issue" *Appl. Phys. B* **77** (2/3) (2003)
27. Diddams S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102 (2000)
28. Jones D J et al. *Science* **288** 635 (2000)
29. Holzwarth R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264 (2000)
30. Bagayev S N et al. *Laser Phys.* **11** 1270 (2001)
31. Udem Th et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4996 (2001)
32. Hartl I et al. *Opt. Lett.* **26** 608 (2001)
33. Fedotov A B et al. *J. Raman Spectrosc.* **33** 887 (2002)
34. Konorov S O, Zheltikov A M *Opt. Express* **11** 2440 (2003)
35. Baltuka A, Fuji T, Kobayashi T *Opt. Lett.* **27** 1241 (2002)
36. Lakó S et al. *Appl. Phys. B* **76** 267 (2003)
37. Akimov D A et al. *Laser Phys.* **13** 1279 (2003)
38. Cregan R F et al. *Science* **285** 1537 (1999)
39. Knight J C, Russell P St J *Science* **296** 276 (2002)
40. Коноров С О и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 401 (2002)
41. Benabid F et al. *Science* **298** 399 (2002)
42. Konorov S O, Fedotov A B, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **28** 1448 (2003)

43. Коноров С О и др. *Квантовая электрон.* (в печати)
44. Benabid F, Knight J C, Russell P St J *Opt. Express* **10** 1195 (2002)
45. Konorov S O et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1375 (2003)
46. Konorov S O et al. *Laser Phys.* **13** 1046 (2003)
47. Fedotov A V et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8** 665 (2002)
48. Fedotov A V et al. *Appl. Phys. B* **75** 621 (2002)
49. Коноров С О и др. *ЖЭТФ* **123** 975 (2003)
50. Dumais P et al. *Opt. Lett.* **18** 1996 (1993)
51. Birks T A, Wadsworth W J, Russell P St J *Opt. Lett.* **25** 1415 (2000)
52. Akimov D A et al. *Appl. Phys. B* **74** 307 (2002)
53. Акимов Д А и др. *Квантовая электрон.* **33** 317 (2003)
54. Акимов Д А и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 9 (2003)
55. Hartl I et al. *Opt. Lett.* **26** 608 (2001)
56. Harbold J et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'2002), Long Beach, CA, May 19–24, 2002*, CTU06
57. Benabid F, Knight J C, Russell P St J *Opt. Express* **10** 1195 (2002)
58. Наумов А Н, Желтиков А М *Квантовая электрон.* **32** 129 (2002)
59. Konorov S O et al. *Laser Phys.* **13** 1170 (2003)
60. Fedotov A V et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2156 (2002)
61. Желтиков А М *УФН* **172** 743 (2002)
62. Nisoli M, de Silvestri S, Svelto O *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793 (1996)
63. Nisoli M et al. *Opt. Lett.* **22** 522 (1997)
64. Duhr O et al. *Opt. Lett.* **24** 34 (1999)
65. Zhavoronkov N, Korn G *Phys. Rev. Lett.* **88** 203901 (2002)
66. Durfee C G III et al. *Opt. Lett.* **22** 1565 (1997)
67. Rundquist A et al. *Science* **280** 1412 (1998)
68. Tamaki Y, Midorikawa K, Obara M *Appl. Phys. B* **67** 59 (1998)
69. Constant E et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1668 (1999)
70. Miles R B, Laufer G, Bjorklund G C *Appl. Phys. Lett.* **30** 417 (1977)
71. Fedotov A V et al. *Appl. Phys. B* **72** 575 (2001)
72. Наумов А Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **73** 300 (2001)
73. Marcattili E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
74. Adams M J *An Introduction to Optical Waveguides* (Chichester: Wiley, 1981)
75. Yariv A, Yeh P *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation* (New York: Wiley, 1984)
76. Желтиков А М, Наумов А Н *Квантовая электрон.* **31** 471 (2001)
77. Ахманов С А, Коротеев Н И *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света: активная спектроскопия рассеяния света* (М.: Наука, 1981)
78. Eesley G L *Coherent Raman Spectroscopy* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
79. Druet S A J, Taran J-P E *Prog. Quantum Electron.* **7** 1 (1981)
80. Eckbreth A C *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species* (Energy and Engineering Science Ser., Vol. 7) (Cambridge, Mass.: Abacus Press, 1988)
81. Kiefer W J. *Mol. Struct.* **59** 305 (1980)
82. Желтиков А М, Коротеев Н И *УФН* **169** 385 (1999)
83. Stegeman G I et al. *Opt. Lett.* **8** 295 (1983)
84. de Boeij W P et al. *Appl. Spectrosc.* **47** 723 (1993)
85. Kanger J S, Otto C, Greve J *Appl. Spectrosc.* **49** 1326 (1995)
86. Konorov S O et al. *Письма в ЖЭТФ* **75** 66 (2002)
87. Konorov S O et al. *J. Raman Spectrosc.* **33** 955 (2002)
88. Levenson M D, Song J J, in *Coherent Nonlinear Optics: Recent Advances* (Topics in Current Physics, Vol. 21, Eds M S Feld, V S Letokhov) (Berlin: Springer-Verlag, 1980) p. 293
89. Maker P D, Terhune R W *Phys. Rev.* **137** A801 (1965)
90. Broeng J et al. *Opt. Lett.* **25** 96 (2000)
91. Koroteev N I, Naumov A N, Zheltikov A M *Laser Phys.* **4** 1160 (1994)
92. Shen Y R *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: J. Wiley, 1984)
93. Fejer M M et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 2631 (1992)
94. Byer R L *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **6** 549 (1997)
95. Scalora M et al. *Phys. Rev. A* **56** 3166 (1997)
96. Желтиков А М, Магницкий С А, Тарасишин А В *ЖЭТФ* **117** 691 (2000)
97. Dumeige Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 3021 (2001)
98. Akimov D A et al. *Appl. Phys. B* **77** 299 (2003)
99. Efimov A et al. *Opt. Express* **11** 910 (2003)
100. Konorov S O et al. *Laser Phys.* **13** 1170 (2003)
101. Желтиков А М и др. *Квантовая электрон.* **32** 542 (2002)
102. Желтиков А М *Оптика и спектроскоп.* **95** 440 (2003)
103. Желтиков А М *ЖЭТФ* **97** 505 (2003)
104. Fedotov A V et al. *Laser Phys.* **13** 856 (2003)
105. Monro T M et al. *J. Lightwave Technol.* **17** 1093 (1999)
106. Monro T M et al. *Meas. Sci. Technol.* **12** 854 (2001)
107. Serebryannikov E E, Zheltikov A M *Laser Phys.* **13** 1339 (2003)
108. Iaconis C, Walmsley I A *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 501 (1999)
109. Naumov A N, Zheltikov A M *Opt. Express* **10** 122 (2002)
110. Ivanov A A, Alfimov M V, Zheltikov A M *Laser Phys.* **10** 796 (2000)
111. Brown G H (Ed.) *Photochromism* (Techniques of Chemistry, Vol. 3) (New York: Wiley-Interscience, 1971)
112. Dürr H, Bouas-Laurent H (Eds) *Photochromism: Molecules and Systems* (Studies in Organic Chemistry, Vol. 40) (Amsterdam: Elsevier, 1990)
113. Барачевский В А, Лашков Г И, Цехомский В А *Фотохромизм и его применение* (М.: Химия, 1977)
114. Fritzsche J C *R Acad. Sci.* **69** 1035 (1867)
115. Parthenopoulos D A, Rentzepis P M *Science* **245** 843 (1989)
116. Akimov D A et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** 426 (1997)
117. Lecomte S et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 921 (2000)
118. Konorov S O et al. *Appl. Phys. B* **76** 707 (2003)
119. Cattaneo S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2032 (2002)
120. Willner I *Accounts Chem. Res.* **30** 347 (1997)
121. Alfano R R (Ed.) *The Supercontinuum Laser Source* (New York: Springer-Verlag, 1989)
122. Fedotov A V et al. *Laser Phys.* **13** (7) (2003)
123. Федотов А В и др. *ЖЭТФ* **122** 986 (2002)
124. Kovalenko S A et al. *Phys. Rev. A* **59** 2369 (1999)
125. Kovalenko S A et al. *Chem. Phys. Lett.* **323** 312 (2000)
126. Dobryakov A L et al. *Solid State Commun.* **116** 437 (2000)
127. Zheltikov A M, Koroteev N I, Fedotov A V *Laser Phys.* **4** 569 (1994)
128. Fedotov A V et al. *Laser Phys.* **11** 515 (2001)
129. Наумов А Н и др. *ЖЭТФ* **120** 280 (2001)
130. Konorov S O et al. *Laser Phys.* **14** (2004) (в печати)
131. Bouwmans G et al. *Opt. Express* **11** 1613 (2003)
132. Marburger J H *Prog. Quantum Electron.* **4** 35 (1975)

Nonlinear optics of microstructure fibers

A.M. Zheltikov

International Laser Center; Physics Department, M.V. Lomonosov Moscow State University,

Vorob'evy gory, 119899 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-095) 939-51 74. Fax (7-095) 939-31 13

E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

Microstructure fibers open a new phase in nonlinear optics. Their unique properties radically enhance all the major nonlinear-optical phenomena, offer new solutions for frequency conversion, spectral transformation, and control of ultrashort laser pulses, and provide high supercontinuum generation efficiencies for nano- and subnanosecond femtosecond pulses. In this paper the physical mechanisms behind the enhancement of nonlinear-optical interactions of ultrashort laser pulses in microstructure and hollow-core photonic-crystal fibers are reviewed, and the experimental demonstration of highly efficient supercontinuum generation and frequency conversion of femtosecond laser pulses in microstructure fibers are discussed.

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

Bibliography — 132 references

Received 20 August 2003, revised 6 September 2003