

МОДОВАЯ СТРУКТУРА И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА, ГЕНЕРИРУЕМОГО В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ВОЛОКНАХ

*А. Б. Федотов^a, Пинг Жу^b, Ю. Н. Кондратьев^c, С. Н. Багаев^d,
В. С. Шевандин^c, К. В. Дукельский^c, В. Б. Смирнов^e,
А. П. Тарасевич^b, Д. фон дер Линде^{b*}, А. М. Желтиков^{a**}*

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

^b *Институт лазерной и плазменной физики, Университет Эссена
D-45117, Эссен, Германия*

^c *Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова
199034, Санкт-Петербург, Россия*

^d *Институт лазерной физики, Сибирское отделение Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^e *Научно-исследовательский институт «Российский центр лазерной физики»,
Санкт-Петербургский государственный университет
198504, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 15 мая 2002 г.

Исследована модовая структура и спектральные свойства излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне фемтосекундными импульсами излучения титан-сапфирового лазера. Показано, 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, соответствующие различным спектральным областям суперконтинуума, обладают пространственным качеством, обеспечивающим высокую эффективность дальнейшего нелинейно-оптического преобразования частоты. Показана возможность достижения высокого спектрального качества широкополосного излучения в результате генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне. Исследованы пути активного формирования спектра суперконтинуума путем согласования параметров импульса накачки и параметров микроструктурированного волокна и выбора начального chirp импульсов накачки. Полученные результаты указывают на возможность использования явления генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне для создания нового поколения оптических параметрических усилителей и источников излучения для спектроскопических, метрологических и биомедицинских приложений.

PACS: 42.70.Qs, 42.65.Wi

1. ВВЕДЕНИЕ

*D. von der Linde, Institut für Laser- und Plasmaphysik,
Universität Essen, D-45117, Essen, Germany

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

Генерация суперконтинуума [1] — 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, вынужденное комбинационное рассеяние, а также формирование и распространение солитонов и модуляционные неустойчивости. В последние годы интерес к явлению генерации суперконтинуума значительно возрос в связи с возможностью достичь сверхуширения спектра для фемтосекундных импульсов малой мощности за счет использования волокон нового типа — микроструктурированных волокон [2–8]. Волокна этого типа позволяют достичь высокой степени локализации света в сердцевине волокна [9, 10] и открывают широкие возможности управления дисперсионными свойствами волноводных мод [11]. Благодаря этому микроструктурированные волокна позволяют достигать высоких эффективностей нелинейно-оптических взаимодействий даже в случае использования неусиленных фемтосекундных импульсов [12]. Усиление широкого класса нелинейно-оптических явлений [9, 10, 13], сопровождающих распространение фемтосекундных импульсов в микроструктурированном волокне, приводит к генерации суперконтинуума [6, 14–17], начиная с наноджоулевых и даже субнаноджоулевых уровней энергии лазерного излучения.

Исследование генерации суперконтинуума в микроструктурированных волокнах позволило выявить ряд интересных физических явлений, обусловленных нелинейно-оптическими взаимодействиями сверхкоротких световых импульсов, и достичь существенного прогресса в понимании сценариев спектрального сверхуширения коротких световых импульсов в различных режимах волноводного распространения [18–20]. Область приложений явления генерации суперконтинуума в микроструктурированных волокнах стремительно растет. Благодаря этому явлению в настоящее время наблюдаются революционные изменения в оптической метрологии [21–24], достигнут значительный прогресс в области оптической когерентной томографии [25], а также открываются возможности создания компактных и практичных источников широкополосного излучения на основе генерации суперконтинуума в микроструктурированных волокнах.

Для эффективного использования излучения суперконтинуума для спектроскопических, томографических и метрологических приложений 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 микроструктурированных волокнах достигается в условиях многомодового фазового согласования процессов четырехволнового взаимодействия, приводящих к спектральному сверхуширению. Излучение суперконтинуума при этих условиях происходит в многомодовом режиме.

В настоящей работе предложен и экспериментально реализован метод пространственно-спектральной фильтрации излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с малым диаметром сердцевины, обеспечивающим выполнение условий фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия, приводящих к генерации новых спектральных компонент лишь в определенной волноводной моде. Нами были изготовлены и исследованы подобные волокна. Представленные в настоящей статье результаты экспериментальных исследований доказывают возможность выделения изолированных волноводных мод излучения суперконтинуума, генерируемого в таких волокнах в различных спектральных диапазонах. Предложенный метод фильтрации одиночных мод суперконтинуума обеспечивает высокое качество пространственного распределения излучения, позволяя достичь высоких эффективностей дальнейшего нелинейно-оптического преобразования частотных компонент, полученных в микроструктурированном волокне и отселектированных методами частотной фильтрации, путем смешения с излучением основной частоты титан-сапфирового лазера в нелинейном кристалле. Нами будет показана также возможность достижения высокого спектрального качества широкополосного излучения в результате генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне и исследованы пути активного формирования спектра суперконтинуума путем согласования параметров импульса накачки и параметров микроструктурированного волокна и выбора начального chirpa импульсов накачки. Полученные результаты указывают на возможность использования явления генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне для создания нового поколения оптических параметрических усилителей и источников излучения для спектроскопических, метрологических и биомедицинских приложений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Для проведения экспериментов по генерации суперконтинуума был создан типоряд микроструктурированных оптических волокон, 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 (рис. 1а, б). Микроструктурированные волокна были изготовлены с использованием стандартной методики [2, 26]. В качестве изначальной заготовки, однако, использовалась не система одинаковых капилляров, а набор оптических волокон различного диаметра. В частности, для изготовления базового волокна созданного типоряда — волокна с одним гексагональным циклом отверстий вокруг сердцевинки (рис. 1а) — использовалась преформа, центральная часть которой состояла из волокна наименьшего диаметра, окруженного шестью капиллярами. О создании такого волокна с минимально микроструктурированной оболочкой сообщалось ранее в работах [27, 28]. В процессе изготовления волокон имелась возможность изменения пространственного масштаба структуры. Минимальный диаметр сердцевинки изготовленных волокон составлял 1 мкм. Воздушные отверстия, как видно из рис. 1, обеспечивают значительный скачок показателя преломления при переходе от сердцевинки к оболочке. Дополнительная локализация светового поля в сердцевине волокна и снижение оптических потерь достигается за счет системы вспомогательных воздушных отверстий меньшего диаметра, увеличивающих скачок показателя преломления между сердцевинкой и оболочкой и ограничивающих проникновение светового поля во внешнюю, кварцевую часть оболочки (как видно из распределения интенсивности излучения титан-сапфирового лазера, измеренного на выходе волокна данного типа, рис. 2). Волокно с подобной геометрией сердцевинки и оболочки является базовым для созданного типоряда волокон, так как его оболочка обладает минимальным количеством отверстий (один кольцевой цикл основных отверстий и вспомогательные отверстия, обеспечивающие дополнительную локализацию светового поля в сердцевине волокна).

Усложнение структуры волокна достигалось путем изменения преформы. На рис. 1б представлено микроструктурированное волокно, в котором кварцевая сердцевина окружена двумя гексагональными циклами воздушных отверстий и системой вспомогательных воздушных отверстий меньшего раз-

Рис. 1. Изображения поперечных сечений микроструктурированных волокон с одним (а) и двумя (б) гексагональными циклами воздушных отверстий вокруг сердцевинки диаметром 2 мкм

мера, обеспечивающих увеличение степени локализации светового поля в сердцевине волокна. Увеличение числа циклов воздушных отверстий, окружающих сердцевину волокна, приводит, как показывают результаты измерений, к уменьшению оптических потерь. На основании измерений, выпол-

ходил через светоделительную пластину, направляющую часть пучка на спектрограф для анализа спектра, а другую его часть — на CCD-камеру, использовавшуюся для анализа пространственного распределения интенсивности излучения.

3. МОДОВАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА

Распространение фемтосекундных импульсов в микроструктурированном 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 рис. 4 представлены характерные спектры излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий, диаметром сердцевинки 3 мкм и длиной 1.5 м импульсами излучения титан-сапфирового лазера длительностью 40 фс и энергией 2 и 3 нДж.

На рис. 2 показано поперечное распределение интенсивности излучения накачки при малых уровнях мощности входного излучения в отсутствие генерации суперконтинуума. Мода излучения накачки характеризуется наличием оси симметрии шестого порядка, присущей также структуре волокна. Излучение суперконтинуума генерировалось в общем случае в многомодовом режиме. Однако использование набора оптических фильтров позволило выделить изолированные пространственные моды излучения для различных спектральных областей суперконтинуума. На рис. 5а, в частности, представлена характерная модовая структура излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий, с диаметром сердцевинки 3 мкм и длиной 1.5 м, измеренная в спектральной области 720–900 нм. Как видно из рис. 5а, 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 (рис. 5б).

При небольшом изменении начальных условий возбуждения волноводной моды наблюдалось преобразование кольцевой моды (рис. 5б) видимой части спектра суперконтинуума в двудольную моду (рис. 5в). Как кольцевая, так и двудольная моды

Рис. 2. Распределения интенсивности излучения титан-сапфирового лазера на выходе микроструктурированного волокна с одним гексагональным циклом воздушных отверстий вокруг сердцевинки диаметром 2 мкм

ннных для приблизительно 100-метровых участков микроструктурированных волокон этого типа [28], определены оптические потери, которые составляют 2–3 дБ/м для волокон с одним гексагональным циклом отверстий и 0.4–0.5 дБ/м для волокон с двумя циклами отверстий.

Наши эксперименты 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 уширения фемтосекундных импульсов и генерации суперконтинуума, варьировалась от 4 до 200 см. Лазерное излучение заводилось в волокно при помощи микрообъектива (рис. 3). Излучение, прошедшее через волокно, коллимировалось при помощи аналогичного микрообъектива. Затем световой пучок про-

Рис. 3. Схема экспериментальной установки для исследования генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне: ГСЧ — сигнал, возникающий в результате процесса генерации суммарной частоты в нелинейном кристалле; ГВГ — сигнал, возникающий в результате процесса генерации второй гармоники в нелинейном кристалле; ФЭУ — фотоэлектронный умножитель

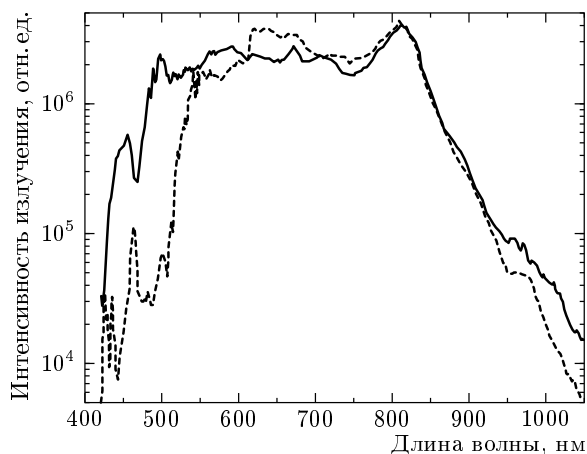


Рис. 4. Спектры излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий (рис. 1а), с диаметром сердцевины 3 мкм и длиной 1.5 м импульсами излучения титан-сапфирового лазера длительностью 40 фс и энергией 2 нДж (штриховая линия) и 3 нДж (сплошная линия)

характеризовались воспроизводимостью и устойчивостью и наблюдались на выходе микроструктурированных волокон с длинами, варьируемыми в диапазоне от 20 до 200 см. Из-за меньшего перекры-

тия двудольной моды с пространственной модой накачки интегральный по пространственным модам спектр суперконтинуума в режиме генерации двудольной моды (штриховая линия на рис. 6) характеризовался более быстрым уменьшением в области коротких длин волн, чем в случае генерации кольцевой моды (сплошная линия на рис. 6).

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 сердцевины волокна. В рамках элементарной теории оптических волокон [29] соотношение между расстройкой постоянных распространения соседних волноводных мод $\Delta\beta$ стандартных волокон и радиусом сердцевины волокна a может быть записано в следующем виде:

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

где c — скорость света, ω — частота излучения, f_n — функция модового индекса, n_c — показатель преломления сердцевины волокна. Это наблюдение приводит нас к идее использования микроструктурированных волокон с малым диаметром сердцевины для генерации суперконтинуума в режиме, ко-

Рис. 5. Характерная модовая структура излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий, с диаметром сердцевины 3 мкм и длиной 1.5 м, измеренная в спектральной области 720–900 нм (*а*), 400–600 нм (*б*, *в*). При изменении начальных условий возбуждения волноводной моды наблюдается преобразование кольцевой моды (*б*) видимой части спектра суперконтинуума в двудольную моду (*в*)

гда для каждой спектральной области суперконтинуума (или, по крайней мере, для некоторых из этих областей) условие фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия выполняется лишь для определенной моды генерируемой в результате этого процесса частоты.

Наблюдаемые изменения в характере пространственного распределения интенсивности суперконтинуума в различных спектральных областях (рис. 5) свидетельствуют об изменении характера многомодового фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия, дающих вклад в сверхуширение спектра, для различных диапазонов частоты. Однако в каждом из исследуемых диапазонов, как следует из результатов измерений, выполненных для микроструктурированных волокон с диаметром сердцевины 3 мкм, преобладает фазовый синхронизм для определенной пространственной моды генерируемого сигнала. Данное обстоятельство позволяет выделить изолированные пространственные моды излучения для различных спектральных областей суперконтинуума.

4. НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ КОМПОНЕНТ СУПЕРКОНТИНУУМА И КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Важным критерием качества пространственных мод суперконтинуума может служить эффективность дальнейшего преобразования частотных ком-

понент излучения суперконтинуума в нелинейной среде. Этот критерий позволяет также судить о пригодности излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированных волокнах и селективируемого при помощи описанной выше методики, для реальных спектроскопических исследований и для измерений, выполняемых по схеме накачка–зондирование с помощью суперконтинуума.

Ввиду этих обстоятельств нами экспериментально исследованы процессы генерации суммарной частоты для различных отсеleccionированных с помощью фильтров спектральных областей суперконтинуума, смешиваемых в кристалле ЛВО толщиной 100 мкм с излучением основной частоты титан-сапфирового лазера. На рис. 7 представлены результаты этих измерений, выполненных с использованием длинноволнового крыла излучения суперконтинуума (около 720–900 нм). Излучение длинноволнового крыла суперконтинуума (спектр этого излучения показан кривой 1 на рис. 7*а*) смешивался в кристалле ЛВО с излучением основной частоты титан-сапфирового лазера в неколлинеарной геометрии трехволнового взаимодействия. В направлении фазового синхронизма на выходе кристалла (см. диаграмму 1 на рис. 7) наблюдалась генерация широкополосного сигнала суммарной частоты в спектральной области 370–430 нм. Эффективность процесса генерации суммарной частоты составила 0.1 %. Нами наблюдалась также коллинеарная генерация второй гармоники излучения длинноволнового крыла суперконтинуума (см. диаграмму 2 на рис. 7). Эффективность процесса генерации второй гармоники при этих усло-

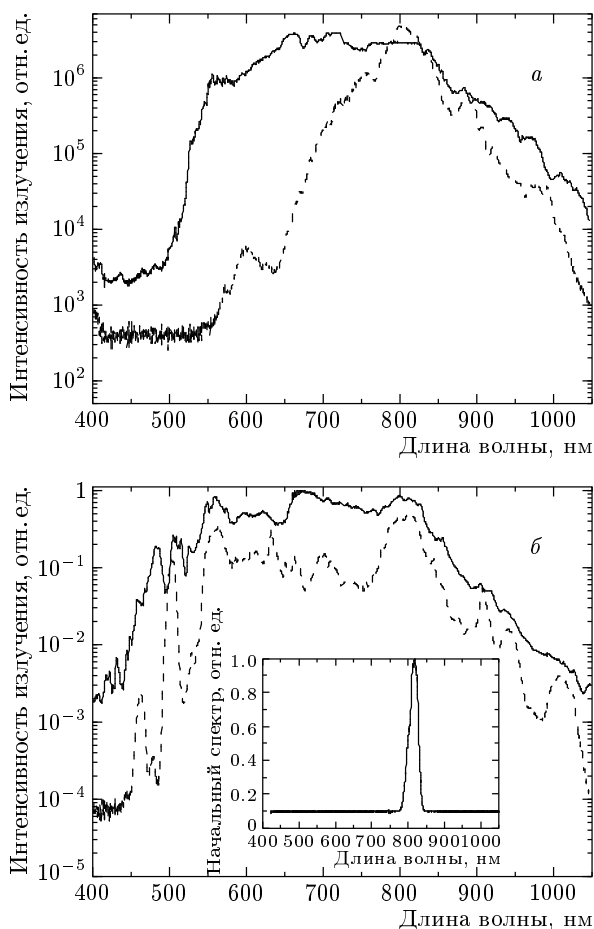


Рис. 6. Спектры излучения суперконтинуума, генерируемого импульсами титан-сапфирового лазера длительностью 40 фс и энергией 5 нДж в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий, с диаметром сердцевинки 3 мкм и длиной 7 см (а) и 1 м (б) в режиме возбуждения кольцевой (сплошная линия) и двудольной (штриховая линия) мод в видимой части спектра суперконтинуума. На вставке на рис. б показан спектр лазерного импульса, вводимого в волокно

виях была более чем на порядок ниже, чем эффективность неколлинеарной генерации суммарной частоты (относительные эффективности процессов генерации суммарной частоты и второй гармоники приведены слева на рис. 7).

Выполненные эксперименты по генерации суммарной частоты в нелинейном кристалле позволяют также судить о длительности импульсов широкополосного излучения, генерируемого в микроструктурированном волокне в различных спектральных областях. Результаты соответствующих кросс-корреляционных измерений представлены на

рис. 7б. Измерялись зависимости сигнала суммарной частоты от времени задержки между импульсом широкополосного излучения, генерируемого в микроструктурированном 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 микроструктурированное волокно (спектр этого сигнала показан кривой 2 на рис. 7а). Длительность кросс-корреляционной функции, построенной для широкополосного сигнала (кривая 1 на рис. 7б), выделенного с помощью системы оптических фильтров, существенно превосходила длительность кросс-корреляционной функции для сигнала, характеризующегося слабым спектральным уширением (кривая 2 на рис. 7б). Результаты данных измерений свидетельствуют о том, что различные спектральные компоненты в излучении суперконтинуума на выходе микроструктурированного 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 [30–32].

5. УПРАВЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИЕЙ СУПЕРКОНТИНУУМА С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕНЕНИЯ НАЧАЛЬНОГО ЧИРПА

В этом разделе мы представим результаты экспериментальных исследований, демонстрирующих возможность управления процессом генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне путем изменения начального чирпа. Оптимизация начального чирпа позволяет повысить эффективность генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне и увеличить спектральную ширину генерируемого излучения. Начальный чирп импульса накачки, заводимого в волокно, оказывает влияние на эффективность генерации и форму спектра суперконтинуума в результате совместного действия целой группы физических факторов. Одним из наиболее важных факторов является дисперсионное расплывание короткого импульса накачки при распространении в микроструктурированном волокне. При надлежащем выборе начального чирпа имеется возможность радикального измене-

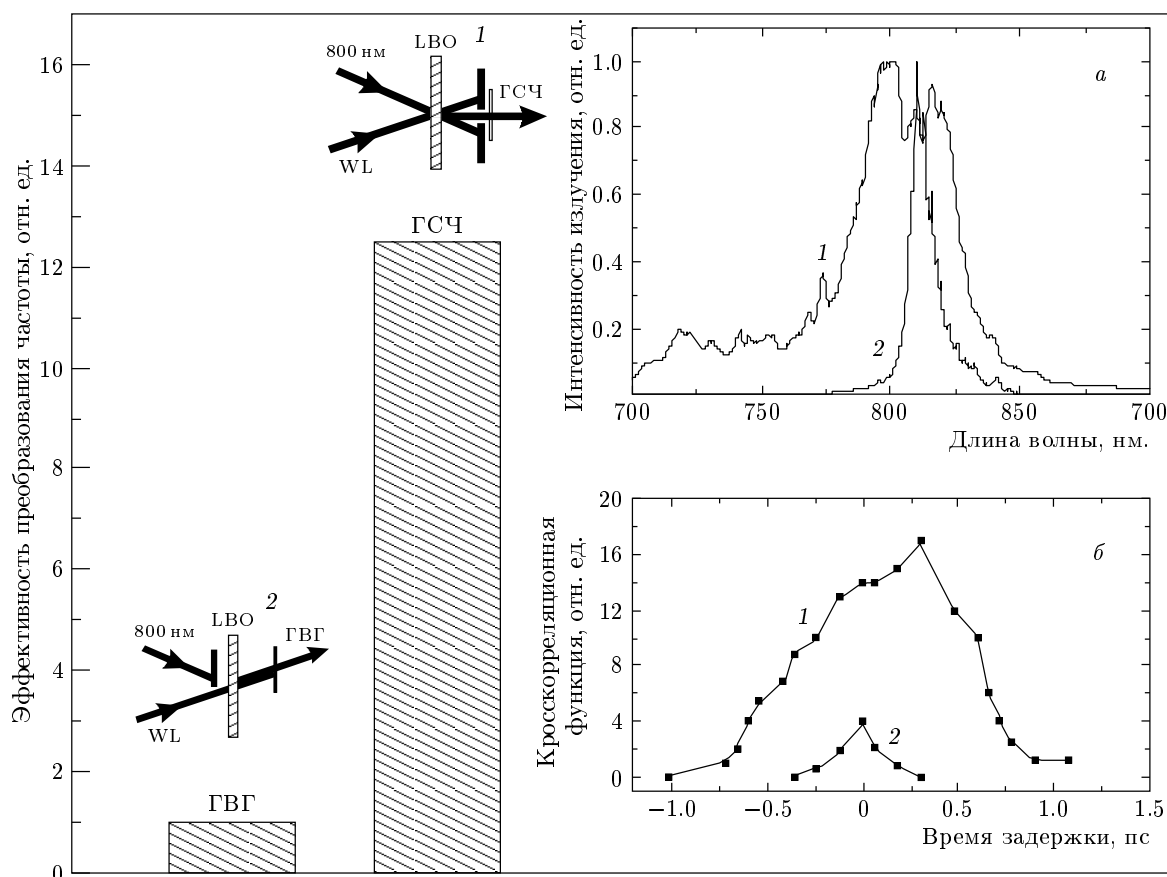


Рис. 7. Нелинейно-оптическое преобразование частоты излучения суперконтинуума и кросс-корреляционные измерения. *а* — Спектр излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий, диаметром сердцевинки 3 мкм и длиной 1.5 м, измеренный в спектральной области 720–900 нм (кривая 1) и спектр слабо уширенного излучения титан-сапфирового лазера низкой интенсивности (кривая 2). *б* — Кросс-корреляционная функция для импульсов излучения суперконтинуума, прошедших через фильтр, отсекающий излучения с длинами волн менее 720–900 нм (кривая 1), и слабо уширенного 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)

ния поведения временной формы импульса в процессе распространения. В пренебрежении нелинейно-оптическими процессами и эффектами дисперсии высоких порядков длительность импульса с гауссовой огибающей с параметром чирпа α и начальной длительностью τ_0 как функция координаты x , отсчитываемой вдоль направления распространения, описывается формулой [33]

$$\tau(x) = \tau_0 \sqrt{(1 - \alpha k_2 x)^2 + (x/L_d)^2},$$

где k_2 — дисперсия групповой скорости, $L_d = \tau_0^2/|k_2|$ — дисперсионная длина. Минимальная длительность импульса при этом достигается на рас-

стоянии

$$l_c = \alpha \tau_0^2 L_d [1 + (\alpha \tau_0^2)^2]^{-1/2}.$$

Таким образом, путем выбора знака и величины начального чирпа импульса можно добиться предварительной компенсации дисперсии групповой скорости для участка микроструктурированного волокна определенной длины (порядка l_c), в пределах которого изначально чирпированный импульс сначала испытывает сжатие, за которым следует фаза обычного дисперсионного расплывания.

К числу важных физических факторов, ограничивающих генерацию излучения с широким спектром в микроструктурированном волокне, необходимо отнести также эффекты группового запазды-

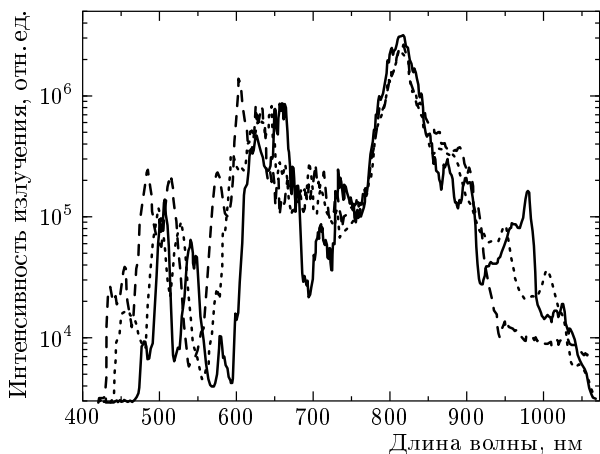


Рис. 8. Влияние начального чирпа импульсов накачки на форму спектра суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий (рис. 1а), с диаметром сердцевины 3 мкм и длиной около 10 см. Параметр чирпа α и начальная длительность τ_0 импульса накачки составляют: $\alpha = 0$, $\tau_0 = 62$ фс (сплошная линия); $\alpha = -7 \cdot 10^{-5}$ фс $^{-2}$, $\tau_0 = 65$ фс (пунктирная линия); $\alpha = -10^{-4}$ фс $^{-2}$, $\tau_0 = 70$ фс (штриховая линия)

вания [34] и влияние временного профиля фазы на фазовое согласование [35]. В частности, зависимость групповой скорости световых импульсов от частоты приводит к пространственному разбеганию генерируемых частотных компонент и частотных составляющих импульса накачки. Характерное расстояние l_g , на котором групповое запаздывание импульсов становится сравнимым с длительностью импульса накачки τ , можно оценить по следующей формуле:

$$l_g = \frac{\tau}{|u_p^{-1} - u_s^{-1}|},$$

где u_p и u_s — групповые скорости импульса накачки и импульса генерируемого сигнала. С учетом большого спектрального уширения, характерного для генерации суперконтинуума, эффекты группового запаздывания могут оказывать значительное влияние на ширину и структуру спектра излучения суперконтинуума.

Цель оптимизации начального чирпа вводимого в волокно импульса накачки состоит в уменьшении эффектов расплывания импульса накачки в волокне, улучшении условий фазового согласования с учетом нелинейных набегов фазы, а также в увеличении эффективной длины взаимодействия частотных компонент импульса накачки с частотными компонентами, возникающими в процессе генерации суперконтинуума и существенно разнесен-

ными по спектру с частотными компонентами импульса накачки. На рис. 8 представлены результаты экспериментов по генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий (рис. 1а), с диаметром сердцевины 3 мкм и длиной около 10 см. Как видно из представленных зависимостей, изменение начального чирпа импульса накачки приводит к заметному изменению спектра суперконтинуума. Детальный количественный анализ физической информации, зашифрованной в зависимостях спектров излучения суперконтинуума, к сожалению, затрудняется тем обстоятельством, что изменение начального чирпа импульса накачки в условиях наших экспериментов сопровождалось небольшим изменением длительности этого импульса, что, в свою очередь, приводило к изменению интенсивности излучения накачки. Показательным, однако, является тот факт, что наличие отрицательного чирпа импульса накачки приводит к увеличению эффективности генерации высокочастотных составляющих излучения суперконтинуума (как видно из сравнения спектров, показанных сплошной, пунктирной и штриховой линиями на рис. 8) даже несмотря на небольшое увеличение длительности импульса, которая составляет 62, 65 и 70 фс для спектров, показанных соответственно сплошной, пунктирной и штриховой линиями.

Для решения задачи оптимизации начального чирпа импульса накачки с целью управления эффективностью генерации и формой суперконтинуума с учетом всего многообразия физических факторов, влияющих на процесс спектрального сверхуширения в микроструктурированном волокне, в общем случае недостаточно использовать импульсы накачки с линейной модуляцией фазы. Одним из перспективных путей оптимизации начального чирпа для обеспечения эффективной генерации суперконтинуума и управления его спектральными и временными характеристиками является использование техники оптимального фазового контроля [36–39] на основе пространственных модуляторов света [40–43], позволяющих получать световые импульсы с произвольными временными профилями амплитуды и фазы.

6. ФОРМА СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА

Форма спектра является одной из наиболее важных характеристик излучения суперконтинуума для

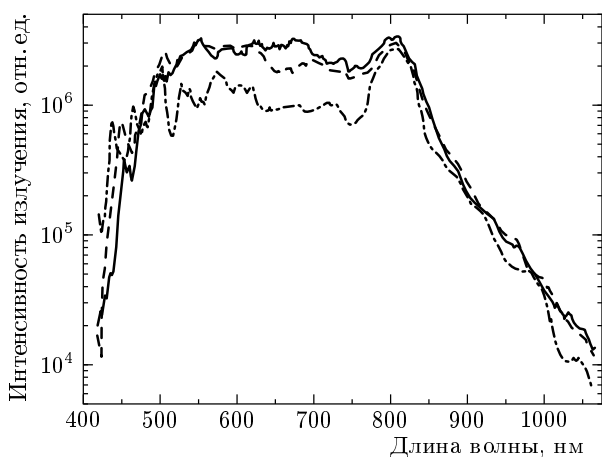


Рис. 9. Спектры излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий (рис. 1а), с диаметром сердцевинки 4 мкм и длиной 1 м импульсами излучения титан-сапфирового лазера длительностью 50 фс и энергией 8 нДж (штрих-пунктир), 12 нДж (штриховая линия) и 16 нДж (сплошная линия)

многочисленных спектроскопических и метрологических приложений явления сверхширения спектра фемтосекундных импульсов в микроструктурированных волокнах. Спектральные свойства суперконтинуума играют ключевую роль при исследовании путей использования этого явления для генерации сверхкоротких импульсов и анализе возможностей создания практических устройств для преобразования частоты излучения на основе микроструктурированных волокон. В настоящем разделе будет показано, что микроструктурированные волокна открывают широкие возможности для образования формы спектра излучения суперконтинуума, не требуя при этом использования фемтосекундных импульсов высоких мощностей.

Результаты экспериментальных исследований, представленные на рис. 9, демонстрируют возможность согласования параметров фемтосекундных импульсов и микроструктурированных волокон для генерации излучения суперконтинуума с достаточно гладким спектром. Излучение суперконтинуума с подобной формой спектра может быть использовано для целей спектроскопии, а также в качестве затравочного излучения в схемах оптического параметрического усиления.

Важным свойством суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне, является возможность достижения высоких эффективностей преобразования излучения накачки в излучение ви-

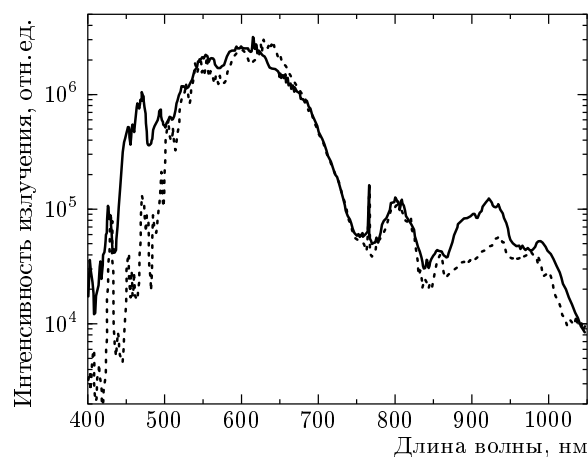


Рис. 10. Спектры излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий (рис. 1а), с диаметром сердцевинки 2.5 мкм и длиной 1 м импульсами излучения титан-сапфирового лазера длительностью 60 фс и энергией 8 нДж (штриховая линия) и 12 нДж (сплошная линия)

димого диапазона. Данная возможность иллюстрируется рисунком 10. Как следует из экспериментальных данных, представленных на этом рисунке, генерация суперконтинуума в микроструктурированном волокне с одним циклом отверстий, с диаметром сердцевинки 4 мкм и длиной около 1 м при энергии излучения, заводимого в волокно, порядка 10 нДж происходит в режиме насыщения излучения накачки. Большая часть энергии импульсов основной частоты титан-сапфирового лазера в этом режиме преобразуется в излучение видимого диапазона.

Необходимо отметить, что качество спектрального состава излучения, достижимое в результате генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне (рис. 9), превосходит качество спектрального состава суперконтинуума, обычно используемого для оптического параметрического усиления. Данное обстоятельство, а также возможность активного формирования спектра суперконтинуума (рис. 4, 6, 9, 10) путем согласования параметров импульса накачки и параметров микроструктурированного волокна, включая возможность достижения режима истощения накачки (рис. 10), открывают возможности создания нового поколения оптических параметрических усилителей на основе микроструктурированных волокон и источников широкополосного излучения для спектроскопических исследований.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе исследования модовой структуры и спектральных свойств излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне, предложен и экспериментально реализован метод пространственно-спектральной фильтрации излучения суперконтинуума, генерируемого в микроструктурированном волокне. Ключевой физической эффект, позволяющий реализовать подобный метод фильтрации излучения суперконтинуума, заключается в увеличении расстройки постоянных распространения для соседних волноводных мод с уменьшением диаметра сердцевинны волокна. Достаточно малые размеры сердцевины волокна могут быть обеспечены за счет использования микроструктурированных волокон. Генерация суперконтинуума в подобных волокнах может происходить в режиме, когда для каждой спектральной области суперконтинуума (или, по крайней мере, для некоторых из этих областей), условие фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия выполняется лишь для определенной моды генерируемой в результате этого процесса частоты. Представленные в настоящей статье 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, позволяя достичь высоких эффективностей дальнейшего нелинейно-оптического преобразования частотных компонент, полученных в микроструктурированном 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 микроструктурированных волокнах, позволяет повысить эффективность использования излучения суперконтинуума для спектроскопических приложений, время-разрешенных измерений, оптической метрологии и когерентной томографии, а также открывает новые пути синтеза сверхкоротких световых импульсов.

Выполненные исследования показывают возможность достижения высокого спектрального качества широкополосного излучения в результате

генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне. Исследованы пути активного формирования спектра суперконтинуума путем согласования параметров импульса накачки и параметров микроструктурированного волокна и выбора начального chirpa импульсов накачки. Полученные результаты указывают на возможность использования явления генерации суперконтинуума в микроструктурированном волокне для создания нового поколения оптических параметрических усилителей и источников излучения для спектроскопических, метрологических и биомедицинских приложений.

Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента РФ, РФФИ (проект 00-02-17567), Volkswagen Foundation (грант I/76 869), CRDF (грант RP2-2266), а также гранта Государственной научно-технической программы РФ «Фундаментальная метрология».

ЛИТЕРАТУРА

1. *The Supercontinuum Laser Source*, ed. by R. Alfano, Springer-Verlag, Berlin (1989).
2. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
3. J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Science* **282**, 1476 (1998).
4. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, *Science* **285**, 1537 (1999).
5. P. J. Bennet, T. M. Monro, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **24**, 1203 (1999).
6. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
7. А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Л. А. Мельников, А. П. Тарасевич, Д. фон дер Линде, *Письма ЖЭТФ* **71**, 407 (2000).
8. А. М. Желтиков, *УФН* **170**, 1203 (2000).
9. N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett, D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **24**, 1395 (1999).
10. А. В. Федотов, А. М. Желтиков, А. П. Тарасевич, and D. von der Linde, *Appl. Phys. B* **73**, 181 (2001).

11. J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **12**, 807 (2000).
12. D. A. Akimov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, S. N. Bagayev, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, A. B. Fedotov, V. S. Pivtsov, A. A. Podshivalov, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **74**, 307 (2002).
13. A. N. Naumov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, V. V. Yakovlev, L. A. Mel'nikov, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, and A. V. Shcherbakov, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2183 (2002).
14. St. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and Ph. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **26**, 1356 (2001).
15. T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
16. R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, T. W. Hänsch, P. Russbuldt, K. Gabel, R. Poprawe, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **17**, 1376 (2001).
17. Д. А. АКИМОВ, А. Б. ФЕДОТОВ, А. А. ПОДШИВАЛОВ, А. М. ЖЕЛТИКОВ, А. А. ИВАНОВ, М. В. АЛФИМОВ, С. Н. БАГАЕВ, В. С. ПИВЦОВ, Т. А. БИРКС, У. Д. УОДСУОРТ, П. СТ. Д. РАССЕЛЛ, *Письма ЖЭТФ* **74**, 460 (2001).
18. J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173901-1 (2002).
19. W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T. P. M. Mann, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2141 (2002).
20. S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 753 (2002).
21. S. A. Diddams, D. J. Jones, Jun Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
22. D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundi, *Science* **288**, 635 (2000).
23. R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
24. S. N. Bagayev, A. K. Dmitriyev, S. V. Chepurov, A. S. Dychkov, V. M. Klementyev, D. B. Kolker, S. A. Kuznetsov, Yu. A. Matyugin, M. V. Okhapkin, V. S. Pivtsov, M. N. Skvortsov, V. F. Zakharyash, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **11**, 1270 (2001).
25. I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Rhanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 608 (2001).
26. A. B. Fedotov, M. V. Alfimov, A. A. Ivanov, A. V. Tarasishin, V. I. Beloglazov, A. P. Tarasevitch, D. von der Linde, B. A. Kirillov, S. A. Magnitskii, D. Chorvat, D. Chorvat Jr., A. N. Naumov, E. A. Vlasova, D. A. Sidorov-Biryukov, A. A. Podshivalov, O. A. Kolevatova, L. A. Mel'nikov, D. A. Akimov, V. A. Makarov, Yu. S. Skibina, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **11**, 138 (2001).
27. А. М. ЖЕЛТИКОВ, ПИНГ ЖУ, В. В. ТЕМНОВ, Ю. Н. КОНДРАТЬЕВ, С. Н. БАГАЕВ, В. С. ШЕВАНДИН, К. В. ДУКЕЛЬСКИЙ, А. В. ХОХЛОВ, В. Б. СМИРНОВ, А. П. ТАРАСЕВИЧ, Д. ФОН ДЕР ЛИНДЕ, *КЭ* **32**(5) (2002).
28. A. B. Fedotov, S. O. Konorov, Yu. N. Kondrat'ev, S. N. Bagayev, V. S. Shevandin, K. V. Dukel'skii, D. A. Sidorov-Biryukov, A. V. Khokhlov, V. B. Smirnov, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **12**(10) (2002).
29. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall, New York (1983).
30. S. A. Kovalenko, A. L. Dobryakov, J. Ruthmann, and N. P. Ernsting, *Phys. Rev. A* **59**, 2369 (1999).
31. S. A. Kovalenko, R. Schanz, V. M. Farztdinov, H. Hennig, and N. P. Ernsting, *Chem. Phys. Lett.* **323**, 312 (2000).
32. A. L. Dobryakov, S. A. Kovalenko, V. M. Farztdinov, S. P. Merkulova, N. P. Ernsting, and Yu. E. Lozovik, *Sol. St. Comm.* **116**, 437 (2000).
33. С. А. АХМАНОВ, В. А. ВЫСЛОУХ, А. С. ЧИРКИН, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, Наука, Москва (1988).
34. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, A. M. Zheltikov, I. Bugar, D. Chorvat Jr., D. Chorvat, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2156 (2002).
35. A. N. Naumov and A. M. Zheltikov, *Opt. Express* **10**, 122 (2002).
36. P. Brumer and M. Shapiro, *Chem. Phys. Lett.* **126**, 54 (1986).
37. D. J. Tannor, R. Kosloff, and S. A. Rice, *J. Chem. Phys.* **85**, 5805 (1986).

38. R. S. Judson and H. Rabitz, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1500 (1992).
39. D. Zeidler, S. Frey, K.-L. Kompa, and M. Motzkus, *Phys. Rev. A* **64**, 023420 (2001).
40. A. M. Weiner, D. E. Leaird, G. P. Wiederrecht, and K. A. Nelson, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1264 (1991).
41. C. W. Hillegas, J. X. Tull, D. Goswami, D. Strickland, and W. S. Warren, *Opt. Lett.* **19**, 737 (1994).
42. A. M. Weiner, *Prog. Quant. Electron.* **19**, 161 (1995).
43. M. M. Wefers and K. A. Nelson, *Science* **262**, 1381 (1993).