

Спектральные и временные характеристики суперконтинуума в оптических волокнах с перетяжкой

С.Н.Багаев, В.И.Денисов, В.Ф.Захарьяш, В.М.Клементьев, С.М.Кобцев, И.И.Корель, С.А.Кузнецов, С.В.Кукарин, В.С.Пивцов, С.В.Смирнов, Н.В.Фатеев

Исследованы уширенный в оптическом волокне с перетяжкой спектр излучения фемтосекундного Ti :сапфирового лазера и форма его огибающей в зависимости от диаметра перетяжки и от вводимой в волокно мощности лазерного излучения. Варьируя параметры волокна и характеристики вводимых импульсов, можно профилировать огибающую уширенного спектра, что важно при использовании фемтосекундного комба для прецизионных измерений. Впервые представлены экспериментальные результаты исследования временной структуры суперконтинуума в волокне с перетяжкой с использованием генерации суммарной частоты и дано их теоретическое объяснение.

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, оптические волокна, нелинейная оптика, суперконтинуум.

1. Введение

Одной из важных проблем квантовой электроники является разработка и создание оптических стандартов частоты. Со временем становится очевидным, что высокоточные метрологические измерения все более необходимы в оптической области спектра, в особенности для навигационных систем и систем связи, а также для прецизионных измерений физических величин, в частности фундаментальных констант. При использовании лазерного эталона частоты для реализации высокоточных измерений в упомянутых выше задачах часто возникает необходимость переноса его частотных характеристик в различные спектральные диапазоны. Большая часть применений стандартов частоты находится в радиочастотной области, поэтому использование оптических стандартов частоты предполагает перенос частотных характеристик из оптической области в радиочастотную, а для этого необходимы оптические часы. Последние состоят из оптического стандарта частоты и системы деления частоты от оптической до радиочастоты. Ранее системы деления частоты представляли собой сложные и громоздкие стационарные установки, состоящие из цепочки специально подобранных и синхронизованных по фазе лазеров ближнего, среднего ИК и субмиллиметрового диапазонов, генераторов СВЧ диапазона, а также быстродействующих преобразователей частот [1]. Близкие по устройству синтезаторы частот предполагают наличие на выходе набора частот.

Впервые идея использовать непрерывный лазер ультракоротких импульсов (УКИ) для оптических стандартов частоты и в лазерной спектроскопии сверхвысокого

разрешения была выдвинута более двадцати лет назад в работах [2–4]. Эта идея была экспериментально реализована в работе [3] при использовании непрерывного лазера пикосекундных импульсов на красителе с синхронной накачкой. Однако настоящий прорыв произошел лишь в последние годы благодаря стремительному развитию фемтосекундных лазеров [5, 6] и появлению специальных оптических волокон для уширения их спектра (фотонно-кристаллических или дырчатых волокон и волокон с перетяжкой) [7–12].

Фемтосекундный лазер генерирует последовательность импульсов с периодом, равным времени обхода светом резонатора лазера. Спектр излучения такого лазера представляет собой набор эквидистантных частот (мод). Стабилизируя эту частотную гребенку (фемтосекундный комб) с помощью стандарта частоты, мы имеем набор стабильных оптических и межмодовых частот, которые находятся в радиочастотной области. Существует несколько схем использования фемтосекундного комба для прецизионных измерений абсолютных оптических частот и частотных интервалов в оптической области. Любая частота, попадающая в пределы интервала, который охвачен частотной гребенкой, может быть определена простым измерением частоты биений между этой частотой и ближайшей модой гребенки.

Использование фемтосекундного комба в метрологии упрощается, если ширина спектра гребенки перекрывает октаву, т.е. максимальная частота в гребенке в два раза больше минимальной. Но даже при самой малой длительности импульса (5 фс на $\lambda = 0.8$ мкм для Ti :сапфирового лазера) такая ширина спектра не достигается. В связи с этим возникает проблема существенного увеличения ширины спектра гребенки с сохранением строгой эквидистантности частот. Наиболее распространенным способом уширения спектра частотной гребенки является использование фотонно-кристаллических или дырчатых волокон и волокон с перетяжкой, что позволяет реализовать генерацию суперконтинуума (СК) при относительно небольшой пиковой мощности импульсов накачки ($\sim 10^4$ Вт). Такой уровень мощности обеспечивают многие лазеры с синхронизацией мод

С.Н.Багаев, В.И.Денисов, В.Ф.Захарьяш, В.М.Клементьев, И.И.Корель, С.А.Кузнецов, В.С.Пивцов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: clock@laser.nsc.ru

С.М.Кобцев, С.В.Кукарин, С.В.Смирнов, Н.В.Фатеев. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2

Поступила в редакцию 17 июня 2004 г.

(Ti : сапфировый, Cr : форстеритовый и др.) без использования каскадов усиления.

Относительная простота получения СК при использовании специальных световодов и достаточно маломощных источников фемтосекундных импульсов стимулировала широкое применение генераторов СК в метрологии, томографии, лазерной спектроскопии и других областях. Впервые возможность применения дырчатых волокон для генерации СК под действием непрерывной последовательности фемтосекундных импульсов лазера на Ti : сапфире была экспериментально продемонстрирована в [13]. В [11] была показана возможность генерации СК, простирающегося от УФ до ближнего ИК диапазона, при распространении непрерывной последовательности фемтосекундных импульсов Ti : сапфирового лазера в волокне с перетяжкой. Таким образом, создана высокостабильная линейка частот, охватывающая частотный интервал до сотен терагерц с шагом 0.1–1 ГГц. Это позволяет перекрывать значительные частотные интервалы в системах синтеза и существенно упрощать их структуры [14, 15]. Однако имеется ряд факторов, ограничивающих использование данных генераторов широкополосного излучения. К таким факторам относятся амплитудная нестабильность генерации СК, наличие провалов в спектрах СК при фемтосекундном возбуждении волокон, сложная временная структура излучения и др. Преимуществами волокон с перетяжкой перед дырчатыми являются их дешевизна и возможность изменения параметров в широком диапазоне, поэтому в настоящей работе представлены результаты исследований спектра излучения фемтосекундного Ti : сапфирового лазера, уширенного в оптическом волокне с перетяжкой.

Если амплитудные и спектральные характеристики СК сравнительно легко исследуются с помощью стандартной аппаратуры, то изучение временной структуры СК требует разработки специальных методов. Видимо по этой причине исследования временной структуры СК и механизмов ее формирования находятся в настоящее время в начальной стадии. Опубликовано всего несколько работ [16–21], посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию временного распределения интенсивности СК. В настоящей работе мы представляем впервые полученные экспериментальные результаты исследования временной структуры СК в оптическом волокне с перетяжкой с использованием генерации суммарной частоты и даем их теоретическое объяснение.

2. Уширение спектра фемтосекундных импульсов в оптических волокнах с перетяжкой

Волокна с перетяжкой состоят из входного и выходного участков, конусовидной переходной зоны и суженной центральной части, причем в процессе вытяжки уменьшение диаметра оболочки и сердцевины происходит пропорционально. Именно в этой узкой центральной области (перетяжке) происходит спектральное уширение фемтосекундных импульсов. Как будет показано ниже, эффективность этого уширения в основном определяется отношением нелинейной длины к эффективной длине волокна, а также дисперсионным профилем коэффициента преломления волокна в районе центральной частоты излучения лазера. Нелинейная длина зависит от интенсивности падающего излучения и эффективной нелинейной

площади, связанной с параметрами волокна. Дисперсионный профиль может быть найден с помощью характеристического уравнения для фундаментальной моды [22] и уравнения Селлмейера [23].

Для типичных значений длин волн Ti : сапфирового лазера (750–850 нм) можно подобрать диаметр перетяжки волокна так, чтобы центральная длина волны лазера находилась в области с нормальной, аномальной или нулевой дисперсией групповой скорости. Поскольку процесс образования перетяжки достаточно просто контролировать, получение требуемого диаметра и длины волокна обычно не составляет труда. Этот факт позволяет варьировать параметры волокна, выбирая их в соответствии с используемой накачкой, что дает возможность влиять на форму уширенного спектра. Сама геометрия волокон с перетяжкой определяет относительную простоту численной модели, описывающей распространение импульсов, а следовательно, формирование и уширение их спектра.

Главным фактором, определяющим спектральное уширение УКИ в волокнах, является фазовая самомодуляция (ФСМ). Этот нелинейный эффект связан с набегом нелинейной фазы [24]

$$\psi_{NL}(z, T) = |U(0, T)|^2 \frac{z}{L_{NL}}, \quad (1)$$

где L_{NL} – нелинейная длина; z – длина перетяжки; $U(0, T)$ – начальная форма импульса. Зависимость нелинейной фазы от формы импульса означает, что производную фазы по времени можно рассматривать как отстройку мгновенной частоты от центральной в заданной точке импульса. Из (1) напрямую следует, что уширение спектра будет тем больше, чем длиннее волокно (перетяжка) и меньше его диаметр. Кроме того, можно ожидать увеличения степени уширения с ростом пиковой мощности импульсов и с уменьшением их длительности, поскольку в первом случае растет нелинейная длина, а во втором – ширина спектра входного импульса. Следует отметить, что в эксперименте часто используется волокно с перетяжкой, изготовленное из многомодового световода. В этом случае огибающая спектра излучения на выходе из волокна сильно зависит от угла ввода излучения, поэтому при оптимизации экспериментальных условий стабилизации фемтосекундного комба (например, с помощью стабильного радиогенератора) очень важно теоретически оценить огибающую спектра на выходе из волокна с учетом всех факторов. На рис.1 приведены огибающие спектра излучения для двух углов ввода.

В общем виде спектр прошедшей через волокно последовательности УКИ может быть представлен как

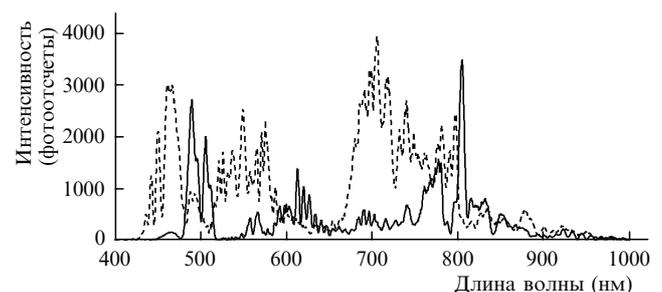


Рис.1. Огибающие спектра излучения на выходе из многомодового волокна для двух углов ввода излучения в волокно.

произведение дискретного спектра $F_d(\omega)$, типичного для спектров периодических процессов, и огибающей спектра отдельного импульса $F_p(\omega)$ в случае отсутствия каких-либо флуктуаций в последовательности:

$$S(\omega) = F_p(\omega)F_d(\omega). \quad (2)$$

Это общая форма записи для спектра последовательности равных импульсов, где $F_p(\omega)$ в точности совпадает со спектром отдельного импульса. Здесь стоит отметить, что в рамках данного подхода предполагается равенство всех параметров импульсов (формы, амплитуды, фазы), а также постоянство временных интервалов, разделяющих соседние импульсы последовательности.

Статистический анализ спектров импульсных процессов изучен достаточно хорошо [25, 26]. Так, например, фазовые или амплитудные флуктуации во входящей последовательности могут приводить к значительным различиям форм и параметров импульсов на выходе из волокна, причем их сложность не позволяет использовать существующие статистические модели для точного описания регистрируемого спектра последовательности. В экспериментальных спектрах можно наблюдать характерные для ФСМ множественные пики [12], вызванные интерференцией между точками импульса с равной отстройкой от центральной частоты ν_0 [27]. В зависимости от значений фаз в этих точках и их положения в импульсе соответствующая спектральная компонента может оказаться в максимуме или минимуме. Поскольку нелинейная фаза, вызванная ФСМ, линейно зависит от интенсивности, то, имея на входе в волокно последовательность спектрально уширенных импульсов с высокими амплитудными флуктуациями, на выходе можно ожидать неопределенности фазовых соотношений у импульсов, что неизбежно приводит к искажению формы спектральной огибающей (рис.2). Уменьшение рассчитанной интегральной мощности огибающей спектра с ростом ампли-

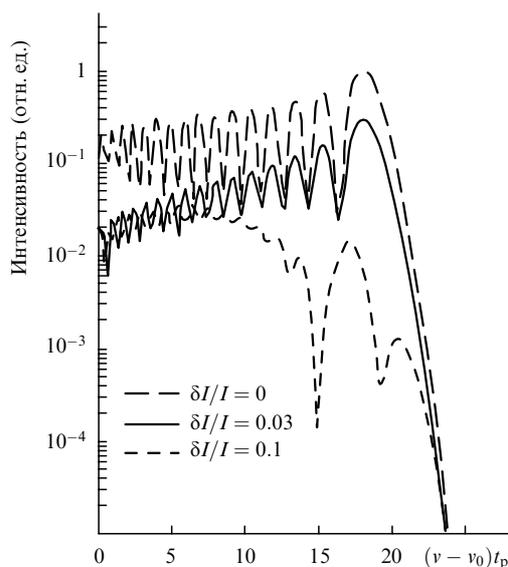


Рис.2. Спектры, рассчитанные для последовательностей из 10^2 импульсов, уширенных фазовой самомодуляцией. Форма импульсов гауссова, длительность $t_p = 30$ фс, отношение длины перетяжки к нелинейной длине $z/L_{NL} = 10^2$. Флуктуации интенсивности на входе равномерно распределены в указанных интервалах δI . Поскольку спектры симметричны, представлены только положительные частоты $\nu > \nu_0$.

туды флуктуаций объясняется ростом шумов. Фактически модель ФСМ-уширения последовательности импульсов с нестабильной амплитудой предполагает, что в волноводе происходит преобразование амплитудного шума в фазовый [28].

Теоретическое исследование формирования огибающей спектра последовательности фемтосекундных импульсов и численное решение нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) [24] проводилось аналогично работе [29]. В рамках численной модели было учтено влияние дисперсии групповых скоростей (ДГС), ФСМ, ударной волны огибающей спектра и ВКР на формирование спектра излучения фемтосекундных лазеров, прошедшего через волокно с перетяжкой. При этом для точного нахождения спектральных профилей фемтосекундных импульсов был важен совместный учет всех нелинейных эффектов, включая развитие ударной волны и вынужденного комбинационного саморассеяния [30] с дисперсионными эффектами как второго, так и высших порядков. Необходимость учета дисперсии высших порядков продиктована некоторыми особенностями прохождения УКИ в волноводах [12, 31, 32] и тем фактом, что во многих экспериментах центральная длина волны находится вблизи точки нуля ДГС, причем коротковолновые компоненты импульса распространяются в нормальном режиме дисперсии, а длинноволновые – в аномальном. В области аномальной ДГС при малых мощностях, когда дисперсионная длина сравнима с нелинейной, возможен солитонный режим генерации суперконтинуума [20, 33]. При нормальной ДГС уширение спектра происходит главным образом в результате ФСМ; другие нелинейные (рамановское саморассеяние [30], укручение волнового фронта [34]) и дисперсионные эффекты участвуют в формировании спектральной огибающей, но, как правило, не определяют величины спектрального уширения.

Результаты численного моделирования и экспериментально полученные спектры представлены на рис.3. Как видно из сравнения спектров, величина их уширения определяется пиковой мощностью. Это позволяет сделать вывод о том, что уширение спектров (генерация СК) ультракоротких импульсов в волокнах с перетяжкой в первую очередь обусловлено фазовой самомодуляцией, т. е. набегом нелинейной фазы, который пропорционален мощности. Вклад эффекта ФСМ, как уже отмечалось, определяется отношением z/L_{NL} , а величина L_{NL} зависит от параметров волокна и мощности проходящего излучения.

В условиях наших экспериментов нелинейная длина L_{NL} составляла 6×10^{-2} см, таким образом, $z/L_{NL} \approx 10^2$. В грубом приближении это отношение можно рассматривать как коэффициент спектрального уширения за счет ФСМ. Дисперсионная длина L_D составляет 20–30 см, что значительно превышает как нелинейную длину, так и размеры перетяжки. Это позволяет говорить о том, что при выполнении отношения $L_{NL}/L_D \ll 1$, ФСМ формально преобладает над дисперсионными эффектами и формирование солитонного режима, как и значительное дисперсионное увеличение длительности импульса, маловероятно. Тем не менее, численное исследование показало, что дисперсионные члены существенны даже несмотря на большую по сравнению с размерами перетяжки дисперсионную длину.

В случае действия одной только ФСМ (в пренебрежении дисперсией, ВКР и ударной волной) решение НУШ

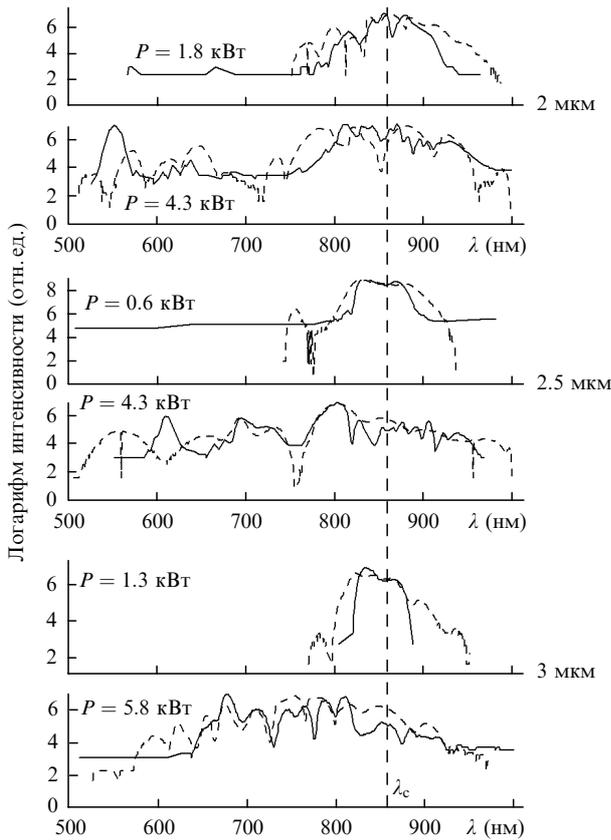


Рис.3. Сравнение экспериментально измеренных (сплошные кривые) и рассчитанных (штриховые кривые) огибающих спектра на выходе из волокна при диаметрах перетяжки 2, 2.5 и 3 мкм и различных пиковых мощностях вводимого излучения; λ_c – центральная длина волны вводимого излучения.

для симметричных форм импульсов дает симметричные спектры. Модельными формами, как правило, являются функции гауссова, супергауссова и гиперболического секанса. В то же время, большинство спектров, полученных экспериментально (см., напр., [10, 12, 29]), имеют несимметричную форму, которая, таким образом, говорит о влиянии других нелинейных факторов и дисперсии на формирование огибающей спектра в волокнах с перетяжкой. Поэтому, хотя главной причиной спектрального уширения является ФСМ, подробное описание огибающей требует учета всех упомянутых эффектов. Важность такого описания можно проиллюстрировать тем, что во многих случаях регистрируемые спектры имеют сложную многопиковую структуру и для контроля сигнала на фиксированной длине волны необходимо знать не только причину спектрального уширения (ФСМ или солитонный режим), но и механизмы, которые приводят к образованию пиков и провалов.

К причинам спектральной асимметрии фемтосекундных импульсов, уширенных в волокне с перетяжкой, можно отнести влияние дисперсионного профиля, укручение волнового фронта, рамановское саморассеяние и несимметричную форму импульса.

Влияние дисперсионного профиля выражается в том, что профиль ДГС несимметричен относительно центральной длины волны излучения, поэтому ДГС оказывается разной для двух спектральных компонент с равной отстройкой по обе стороны от центральной частоты, что приводит к искажению спектра. Учет дисперсии высших

порядков, особенно в тех случаях, когда центральная длина волны близка к точке нулевой дисперсии, также приводит к асимметрии решения НУШ и влияет на эволюцию спектра. Кроме того, стоит напомнить, что при определенных условиях влияние ДГС может приводить к образованию солитонов.

Укручение заднего фронта импульса (так называемое образование ударной волны огибающей) [34] ведет к дополнительному спектральному уширению «синей» области спектра. Но одновременно с этим дополнительным уширением рост производной по времени приводит к росту влияния дисперсионных эффектов, которые, в свою очередь, увеличивают длительность импульса и препятствуют спектральному уширению.

Вынужденное комбинационное саморассеяние (внутриимпульсное ВКР) [30] вызвано тем фактом, что «синие» компоненты спектра могут рассматриваться как накачка для «красных» в модели классического ВКР. Здесь стоит отметить, что для фемтосекундных импульсов подобный механизм начинает работать еще до спектрального уширения, вызванного другими нелинейностями, поскольку спектральная ширина падающего импульса (20 ТГц по уровню 0.1) уже превышает частоту комбинационного смещения (для стекол около 13 ТГц), а его эффективность обусловлена высокой плотностью энергии в перетяжке.

В ряде случаев влияние комбинационного члена в нелинейной части НУШ может приводить к образованию так называемых рамановских солитонов, которые наряду с формированием антистоксовых компонент исследовались в работе [35] на примере микроструктурных волокон.

3. Исследование временного профиля импульсов суперконтинуума

Эксперименты по исследованию временного профиля импульсов суперконтинуума были проведены с оптическим волокном с перетяжкой, которое было получено вытяжкой из стандартного волокна SMF-28 фирмы Corning по технологии, описанной в [12]. Перетяжка волокна имела длину 7 см и диаметр 2.1 мкм, длина переходной области составляла 2–2.5 см, длина входного и выходного невытянутых (цилиндрических) участков была 5 и 36 см соответственно.

Для исследования временных характеристик СК, генерируемого в волокне с перетяжкой, использовалась экспериментальная установка, схема которой приведена на рис.4. Последовательность импульсов излучения Ti : сапфирового лазера длительностью 50 фс с частотой повторения 81 МГц и центральной длиной волны 795 нм проходила через фарадеевский изолятор, двухпризмный компрессор, микрообъектив и начальный невытянутый участок волокна. Компрессор использовался для компенсации фазовой модуляции (чирпа) импульсов, которая появлялась при их прохождении через оптические элементы схемы. После прохождения через фарадеевский изолятор излучение накачки разделялось на два пучка. Один пучок вводился с помощью микрообъектива $8\times/0.2$ в волокно, в котором происходила генерация излучения с широким спектром, а другой проходил через линию управляемой временной задержки. Сколламированный на выходе из волокна пучок СК распространялся параллельно пучку накачки, прошедшему через линию задержки

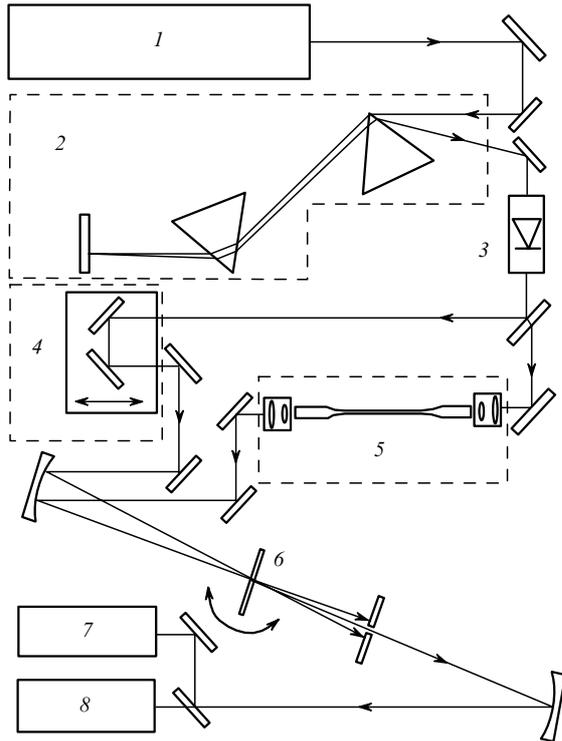


Рис.4. Схема экспериментальной установки: 1 – фемтосекундный Ti:сапфировый лазер; 2 – двухпризмный компрессор; 3 – оптический изолятор; 4 – линия задержки; 5 – волокно с перетяжкой; 6 – нелинейный кристалл ВВО; 7 – оптический анализатор спектра; 8 – измеритель мощности излучения.

ки. Оба пучка фокусировались сферическим зеркалом с радиусом кривизны 250 мм в нелинейный кристалл ВВО толщиной 1 мм. Угол между пучками в кристалле составлял 2.5° . При повороте кристалла ВВО регистри-

ровался спектр излучения суммарной частоты. Поворот осуществлялся электромеханическим приводом, который обеспечивал изменение углового положения кристалла ВВО на $\pm 15^\circ$ с частотой до 20 Гц. Возможный спектральный диапазон излучения суммарной частоты при длине волны опорного излучения 795 нм и наклоне кристалла ВВО на $\pm 15^\circ$ перекрывал область 400–1600 нм. Для используемого в этих экспериментах суперконтинуума с характерной спектральной шириной 700–1100 нм по уровню -20 дБ спектр излучения суммарной частоты простирался от 372 до 461 нм.

Спектр излучения суммарной частоты, возникающей при взаимодействии излучения накачки с СК, регистрировался спектрометром. Для того чтобы спектрометр не регистрировал излучение, прошедшее через кристалл без преобразования частоты, в схеме использовался светофильтр СЗС21 и щель, показанная на рис.4. Длина волны максимума спектрального распределения интенсивности излучения суммарной частоты определялась задержкой δt опорного импульса Ti:сапфирового лазера относительно импульса СК. Измерение задержки δt и длины волны максимума спектрального распределения интенсивности излучения суммарной частоты позволяло получить временное распределение относительной интенсивности суперконтинуума $I(\delta t)$. Временное разрешение $I(\delta t)$ определялось длительностью опорного импульса, которая увеличивалась при прохождении импульса через элементы линии задержки и составляла 125 фс.

На рис.5,а приведен спектр излучения, генерируемого в исследуемом образце. В длинноволновой части спектра (950–1050 нм) отчетливо выделяется пик, соответствующий самосдвинутому по частоте солитону [36, 37], коротковолновая же часть соответствует спектру излучения накачки, уширенному за счет ФСМ и ВКР. Следует отметить, что приведенный на рис.5,а спектр относится к переходному режиму генерации СК, поэтому при мень-

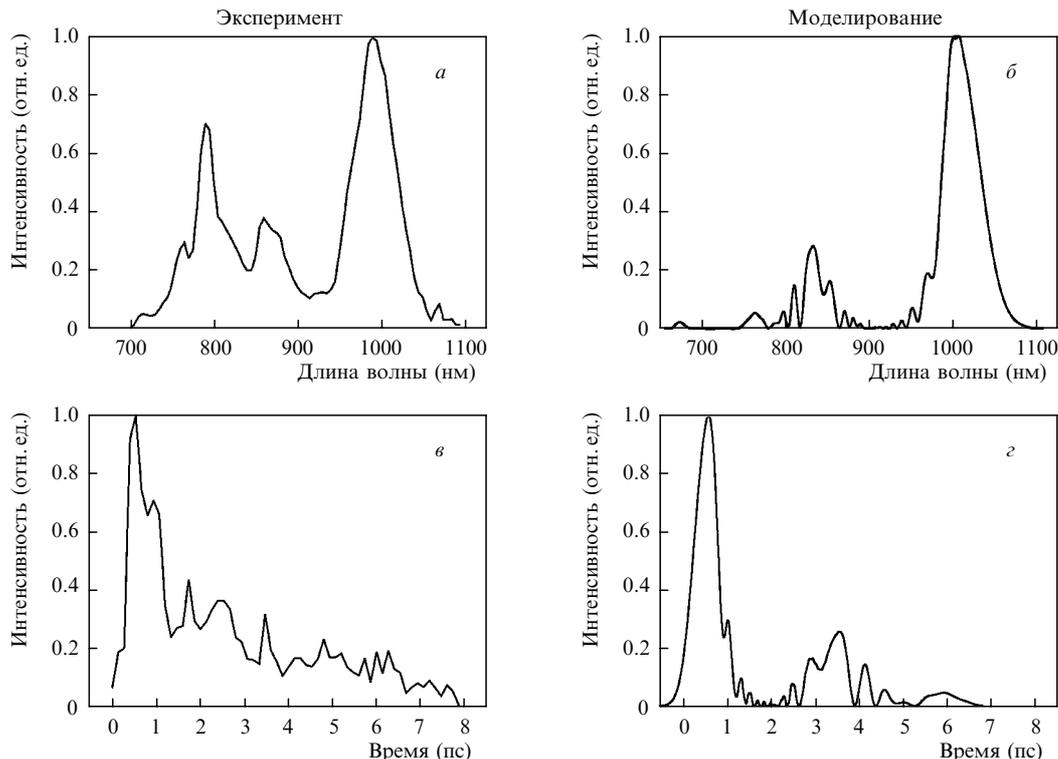


Рис.5. Экспериментальные (а, в) и расчетные (б, з) распределения интенсивности суперконтинуума по длинам волн излучения и во времени.

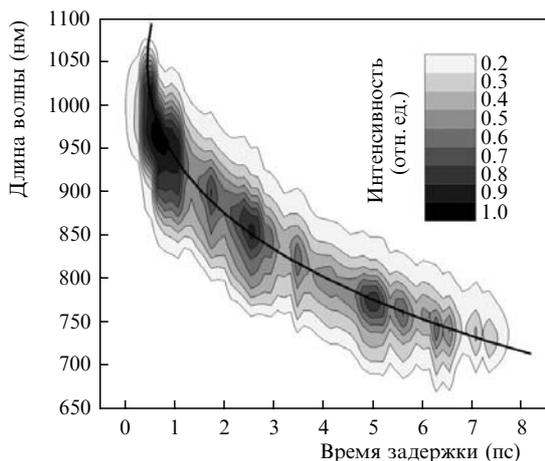


Рис.6. Контурный график $I(\lambda, \delta t)$ с наложением расчетной зависимости длины волны от временной задержки.

шей мощности излучения накачки в спектре выходного излучения преобладает солитонный пик, а уширение спектра излучения накачки относительно невелико. При увеличении мощности импульсов накачки происходит их распад на большее число солитонов, что вместе с ростом эффективности нелинейных процессов приводит к образованию более широких и гладких спектров СК. Выбранная нами в настоящей работе мощность накачки, с одной стороны, обеспечивает значительное увеличение ширины спектра излучения накачки, что позволяет говорить о генерации суперконтинуума, а с другой – дает возможность идентифицировать в спектре выходного излучения отдельные компоненты, обусловленные самосдвигом частоты солитонов.

Экспериментальная временная зависимость интенсивности СК (рис.5,в) характеризуется выделяющимся пиком длительностью ~ 1 пс и значительным крылом, простирающимся во времени до 8 пс.

На рис.6 приведен контурный график экспериментального распределения интенсивности СК по длинам волн излучения в различные моменты времени внутри (0–8 пс) импульса СК. Временные фрагменты распределения интенсивности СК по длинам волн излучения соответствуют спектрам суммарной частоты, полученным при вращении кристалла ВВО для различных временных задержек опорного импульса Ti:сапфирового лазера. Интенсивность излучения суммарной частоты показана на рис.6 градациями серого цвета. Соответствие оттенков серого на контурном графике и числовых значений нормированной на единицу интенсивности показано с помощью шкалы справа.

4. Численная модель

Для численного моделирования экспериментальных результатов было использовано обобщенное НУШ, приведенное в [24],

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \sum_{k=2}^{k_{\max}} i^k \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial t^k} + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \left[A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right], \quad (3)$$

где $A(z, t)$ – огибающая напряженности электрического

поля; β_k – дисперсионные коэффициенты на частоте накачки ω_0 ; $\gamma = n_2 \omega_0 / (A_{\text{eff}} c)$ – нелинейный коэффициент; $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ – нелинейный показатель преломления кварца; A_{eff} – эффективная площадь сечения основной моды. Ядро $R(t)$ интегрального оператора нелинейного отклика среды было взято из экспериментов, указанных в [38], и содержит как электронный, так и колебательный (комбинационный) вклад.

Уравнение (3) получено без использования приближения медленно меняющихся амплитуд и применимо для описания распространения импульсов с длительностью всего несколько периодов световой волны на соответствующей частоте. При выводе уравнения (3) использовалось предположение о том, что излучение распространяется по волокну только в одной (основной) моде; справедливость этого предположения подтверждается осевой симметрией распределения интенсивности на выходе из волокна. Уравнение (3) является скалярным и не описывает поляризационных эффектов.

Первое слагаемое в правой части уравнения (3) – дифференциальный оператор по времени – описывает эволюцию импульсов в волокне за счет дисперсии. Член с $k = 2$ описывает увеличение длительности гауссовых импульсов в результате появления линейной фазовой модуляции при их распространении по волокну, члены с $k > 2$ описывают дисперсионные эффекты высших порядков, которые существенны для импульсов в фемтосекундном диапазоне длительностей, а также для более длинных импульсов вблизи точки нулевой ДГС. В проведенных расчетах разложение дисперсионного оператора по частоте в ряд Тейлора проводилось до члена $k_{\max} = 5$. Второе слагаемое в правой части уравнения (3) описывает целый ряд нелинейно-оптических эффектов, таких как фазовая самомодуляция, самоукручение крыла огибающей и образование ударных волн, ВКР [24]. Из-за небольшой (несколько десятков сантиметров) длины используемых экспериментальных образцов волокна в уравнении (3) не учитываются линейные потери, приводящие к экспоненциальному спаду интенсивности излучения при распространении вдоль волокна. При этом уравнение (3) не сохраняет энергию из-за учета эффекта ВКР, вместо этого сохраняющейся величиной является число фотонов [24, 38].

5. Результаты и обсуждение

Результаты численного моделирования показаны на рис.5,б (спектр) и ε (зависимость интенсивности СК от времени). В проведенных расчетах моделировалось распространение импульсов накачки через перетяжку волокна длиной 7 см и диаметром 2.1 мкм и через выходной невытянутый участок волокна длиной 36 см. В расчетах не учитывалось распространение импульсов на конусовидных участках волокна с переменным диаметром. Также не учитывался начальный невытянутый участок волокна, поскольку фазовая модуляция, приобретаемая импульсом на этом участке, компенсируется в эксперименте в двухпризменном компрессоре, а нелинейные эффекты в невытянутом волокне слабее таковых в перетяжке более чем на порядок величины.

Приведенные экспериментальные данные (рис.5,а и в) качественно согласуются с расчетными (рис.5,б и ε). При сравнении зависимостей интенсивности от времени (рис.5,б и ε) нужно иметь в виду, что выбор нуля временной задержки является произвольным, и смысл имеет лишь рас-

положение временных компонент (пиков) друг относительно друга, но не абсолютные значения их временной координаты. Так, для расчетной зависимости (рис.5,з) нуль временной задержки был выбран таким образом, чтобы совместить наиболее высокий (солитонный) пик с экспериментальным.

Как в экспериментальном, так и в расчетном временном распределении интенсивности на переднем фронте импульса виден основной (солитонный) пик, имеющий задержку, равную 1 пс. Амплитуды остальных пиков спадают к заднему фронту, однако в зарегистрированном в эксперименте временном распределении число пиков больше, чем в расчетном, и они не разрешаются по отдельности, накладываясь друг на друга. На экспериментальном графике отсутствуют глубокие провалы интенсивности, наблюдаемые в расчетном распределении. Это может быть связано как с дискретностью изменения временной задержки опорного импульса в эксперименте (узкие и глубокие провалы могут не разрешаться), так и с усреднением регистрируемых в эксперименте импульсов по шумам накачки. Также следует отметить, что расчетный импульс имеет меньшую длительность, чем экспериментальный (приблизительно на 1 пс).

На экспериментальном и расчетном спектрах суперконтинуума (рис.5,а и б) присутствует пик с центром вблизи длины волны 1000 нм и с шириной на полувысоте порядка 50 нм (как будет показано далее, этот пик соответствует оптическому солитону). Коротковолновая часть спектров различается: расчетный спектр содержит большое число относительно узких пиков, которые отсутствуют в экспериментальном спектре. Кроме того, провалы интенсивности на расчетном спектре достигают -30 дБ, тогда как на полученном в эксперименте спектре интенсивность между пиками падает до уровня $0.1-0.2$. Эти различия могут объясняться усреднением регистрируемых в эксперименте спектров по флуктуациям параметров накачки.

Для объяснения полученной в эксперименте зависимости длины волны от временной задержки (рис.6) можно воспользоваться следующими простыми соображениями. Групповая скорость вблизи частоты ω равна $1/\beta_1(\omega)$. Следовательно, импульс излучения на частоте ω , пройдя расстояние Δz в перетяжке волокна, изменит свою временную координату на величину

$$\Delta t(\omega) = \beta_1(\omega)\Delta z. \quad (4)$$

На рис. 6 наряду с контурным графиком полученной в эксперименте зависимости $I(\lambda, \delta t)$, сплошной жирной линией показан график зависимости временной задержки от длины волны, построенный по (4) с учетом того, что импульс проходит 7 см в перетяжке волокна (диаметром 2.1 мкм) и 36 см в невытянутом волокне. Видно, что расчетная зависимость временной задержки от длины волны хорошо согласуется с экспериментальной. Это дает основание утверждать, что зарегистрированная в эксперименте связь длины волны и временной координаты обусловлена исключительно дисперсией волокна (предположение о существовании подобной связи ранее было высказано в [16]).

Заметим, что представленная на рис.6 зависимость длины волны от временной задержки качественно отличается от полученной в [16]: в то время как первая яв-

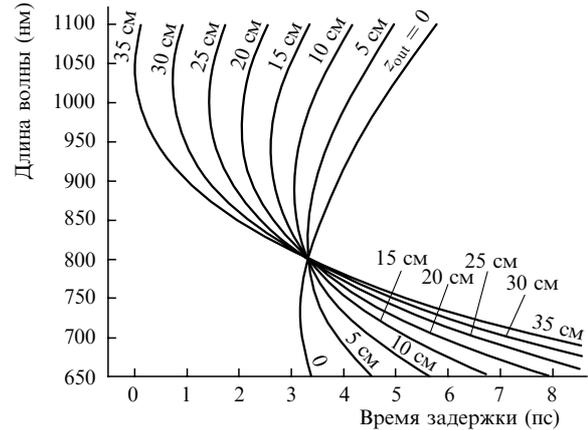


Рис.7. Расчетная зависимость длины волны от временной задержки в разных точках z_{out} выходного участка волокна.

ляется однозначной, на представленной в [16] зависимости некоторым значениям временной задержки соответствуют два значения длины волны. Это различие объясняется тем, что в проведенных нами экспериментах происходило дисперсионное расплывание импульсов в выходном участке невытянутого волокна (длина участка 36 см), тогда как в [16] выходной участок волокна отсутствовал. Чтобы проиллюстрировать сказанное, обратимся к рис.7, на котором представлены расчетные зависимости длины волны от временной задержки в восьми различных точках выходного участка волокна. Рядом с линией каждого графика приведена отсчитанная от начала выходного участка продольная координата точки, для которой построен данный график. Так, в начале выходного участка ($z_{out} = 0$) представленная на рис.7 зависимость длины волны от временной задержки также является неоднозначной, т. е. в некоторые моменты времени в импульсе присутствуют различные спектральные компоненты. Затем, по мере распространения импульса вдоль выходного участка невытянутого волокна, имеющего нормальную ДГС (нулевая ДГС имеет место при $\lambda \approx 1.3$ мкм), длинноволновые компоненты смещаются к переднему фронту импульса (их временные координаты уменьшаются), тогда как коротковолновые, наоборот, увеличивают свои временные координаты, смещаясь к заднему фронту импульса. В результате, после прохождения импульсом СК расстояния $z_{out} = 35$ см в выходном участке невытянутого волокна, зависимость длины волны от временной задержки становится однозначной практически на всем протяжении импульса, что следует из рис.6 и 7. При рассмотрении рис.7 следует иметь в виду произвольность выбора нуля отсчета временной задержки для каждой зависимости. В данном случае зависимости были смещены таким образом, чтобы значения временной задержки на длине волны накачки были одинаковыми.

Как уже отмечалось выше, исследуемый в настоящей работе суперконтинуум отличается относительно небольшой шириной (коротковолновая граница спектра расположена вблизи 700 нм, тогда как в предыдущих экспериментах [12] мы получали в аналогичных волокнах СК, спектр которого перекрывал диапазон от 350 нм до 1140 нм по уровню -20 дБ), а также наличием в спектре четко выделенного пика, соответствующего солитону. Солитонный характер этого пика подтверждался наблюдаемым в эксперименте сдвигом спектрального положения

пика в длинноволновую область с увеличением мощности накачки. Кроме того, дополнительная идентификация этого пика как солитонного была выполнена нами путем сопоставления результатов, полученных в экспериментах и при численном моделировании.

Для изучения динамики распространения расчетного импульса по волокну (что дает нам возможность установить природу отдельных пиков в спектральном распределении, а также сравнить полученные результаты с другими работами, в частности с [16]), обратимся к рис.8, на котором приведены двенадцать графиков зависимости расчетной интенсивности от длины волны и временной задержки. Графики построены для различных расстояний, пройденных импульсом в волокне, соответствующие значения приведены в верхнем правом углу каждого графика. Первые 7 см импульс проходит в перетяжке волокна, имеющей диаметр 2.1 мкм (верхний ряд на рис.8), после чего излучение суперконтинуума распространяется в выходном участке невтянутого волокна (нижний ряд на рис.8). На каждом графике на горизонтальной оси отложена временная задержка, на вертикальной оси – длина волны, а градациями серого цвета показана интенсивность, нормированная на единицу. Масштаб осей на всех графиках одинаковый.

Анализ расчетных распределений интенсивности, представленных на рис.8, позволяет проследить этапы формирования регистрируемого экспериментально излучения СК (рис.6). Так, при прохождении импульсом расстояния 1 см в перетяжке волокна, ширина его спектра существенно увеличивается, в то время как его длительность меняется слабо (относительное изменение длительности, измеренной по уровню 0.01, составляет примерно 20 %, а по уровню 0.1 – всего лишь 3 %). При дальнейшем распространении излучения в перетяжке волокна вдоль координаты z ($z = 2-7$ см) основные изменения в структуре излучения обусловлены дисперсией волокна. Начиная с $z = 3$ см зависимости временной задержки от длины волны приобретают квазипараболическую форму с экстремумом на длине волны нулевой ДГС в перетяжке (727 нм). По мере распространения импульса в перетяжке волокна эта кривая растягивается вдоль оси времени. При этом на графиках $z = 4-7$ см отчетливо видны два светлых пятна (одно с центром вблизи 860 нм, другое – вблизи 1040 нм при $z = 7$ см), соответствующие

оптическим солитонам. Размер, форма и ориентация этих пятен (пиков на зависимости интенсивности от времени и длины волны) не изменяется при распространении импульса вдоль перетяжки волокна, что связано с точной взаимной компенсацией дисперсии второго порядка и нелинейности, которая имеет место для солитонов. На фоне обусловленной дисперсией сильной деформации структуры излучения суперконтинуума можно заметить также медленное увеличение ширины спектра при распространении импульса СК в перетяжке (от $z = 1-7$ см), причем рост ширины спектра происходит как за счет длинноволнового, так и за счет коротковолнового крыла. Уменьшение несущей частоты солитона, обусловленное высшими порядками дисперсии, приводит к расширению спектра в длинноволновую область, а генерация новых коротковолновых компонент происходит в результате резонансной перекачки энергии солитона в эту спектральную область [33, 39]. Заметим, что полученное в расчетах распределение интенсивности на выходе из перетяжки волокна обнаруживает качественное соответствие с полученной в [33] экспериментальной зависимостью для СК, генерируемого в фотонных кристаллах.

Нижний ряд графиков на рис.8 иллюстрирует эволюцию импульсов в первых 13 см выходного участка невтянутого волокна, куда расчетный импульс попадает после прохождения перетяжки длиной 7 см. Длина волны нулевой ДГС невтянутого волокна равна приблизительно 1300 нм, так что весь импульс СК оказывается в области нормальной дисперсии, где существование солитонов невозможно. Все спектральные компоненты СК распространяются при этом с групповой скоростью излучения на соответствующей длине волны $v_{gr}(\lambda)$. Для длинноволновых компонент групповая скорость меньше, чем для коротковолновых, поэтому последние смещаются к заднему фронту импульса (их временные задержки увеличиваются), тогда как длинноволновые компоненты – к переднему (временные задержки уменьшаются). Поскольку зависимость $v_{gr}(\lambda)$ является монотонной во всем диапазоне длин волн, где имеются спектральные компоненты СК, сформировавшаяся в перетяжке волокна квазипараболическая зависимость временной задержки от длины волны также становится монотонной. Начальная стадия ее эволюции показана на нижних графиках рис.8, конечный результат – на рис.6. Кроме

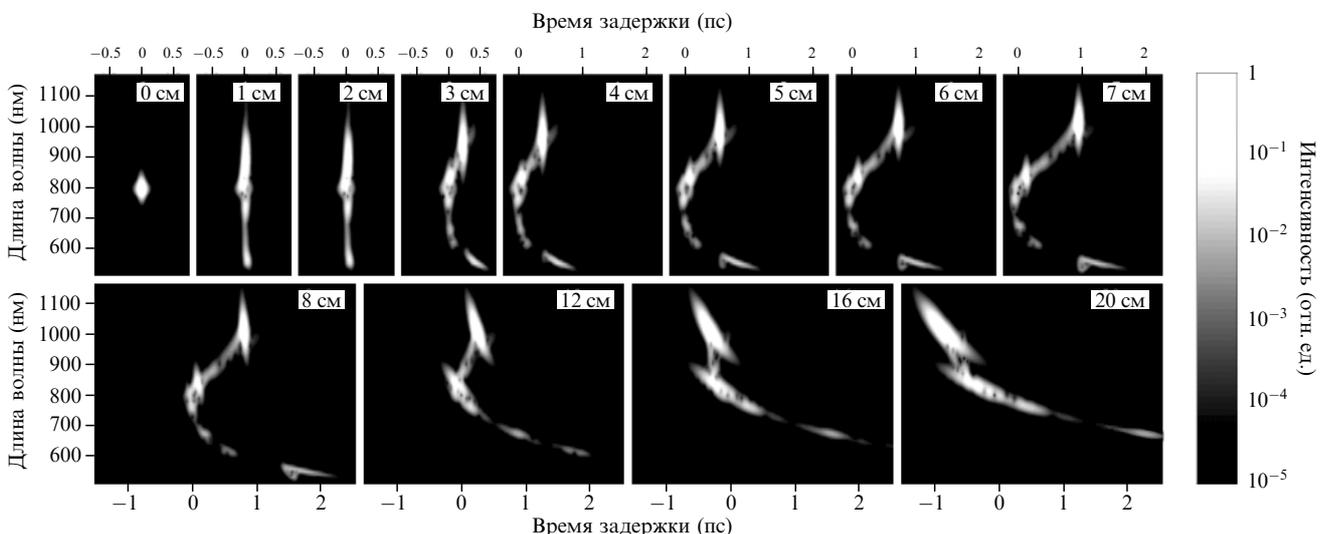


Рис.8. Расчетные зависимости интенсивности от длины волны и временной задержки в различных поперечных сечениях волокна.

«распрямления» всей зависимости $\lambda(\delta l)$, на графиках можно проследить за тем, как деформируются два наиболее ярких пятна, соответствовавших солитонам в перетяжке волокна: они растягиваются во времени и наклоняются, что свидетельствует о появлении в импульсах, бывших ранее солитонами, фазовой модуляции, которая отсутствовала при распространении излучения в перетяжке волокна.

6. Выводы

В работе представлены результаты исследований спектра излучения фемтосекундного Ti:сапфирового лазера, уширенного в оптическом волокне с перетяжкой, и установлены основные закономерности формирования огибающей этого спектра. Результаты теоретических расчетов качественно соответствуют экспериментальным измерениям. Показано, что, варьируя параметры волокна и характеристики вводимых импульсов, можно профилировать огибающую уширенного спектра, что важно при использовании фемтосекундного комба для прецизионных измерений. Проведены исследования влияния волокна с перетяжкой на стабильность спектральных компонент непрерывной последовательности фемтосекундных импульсов Ti:сапфирового лазера. Показано, что волокно с перетяжкой эффективно воздействует на частотные характеристики спектральных компонент проходящего излучения, что делает его пригодным для использования в прецизионных системах, например в фемтосекундных оптических часах и синтезаторах.

В работе также впервые получены экспериментальные результаты исследования временной структуры суперконтинуума в вытянутом волокне с использованием метода генерации суммарной частоты. Приведены графики распределения интенсивности излучения во времени и зависимость интенсивности от длины волны и времени, позволяющая выявить связь между временной структурой импульса суперконтинуума и его спектром. Получено хорошее качественное соответствие результатов численного моделирования и эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-17114 а) и INTAS (грант № 03-51-5288).

- Chebotaev V.P., Goldort V.G., Klementyev V.M., Nikitin M.V., Timchenko B.A., Zakhariash V.F. *Appl. Phys. B*, **29**, 63 (1982).
- Baklanov Ye.V., Chebotaev V.P. *Appl. Phys.*, **12**, 97 (1977).
- Eckstein J.N., Ferguson A.I., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 847 (1978).
- Bagayev S.N., Chebotaev V.P., Klementyev V.M., Pylytsin O.I. *Proc. X Int. Conf. Laser Spectroscopy* (Font-Romeu, France, 1991, p. 91).
- Brabec T., Krausz F. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 545 (2000).
- Hall J.L., Ye J. *Opt. Photon. News*, February, 44 (2001).
- Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996).
- Knight J.C., Broeng J., Birks T.A., Russell P.St.J. *Science*, **282**, 1476 (1998).
- Russell P.St.J. *Laser Focus World*, September, 77 (2002).
- Желтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
- Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1415 (2000).
- Кобцев С.М., Кукарин С.В., Фатеев Н.В. *Квантовая электроника*, **32**, 11 (2002).
- Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. *Opt. Lett.*, **25**, 25 (2000).
- Diddams S.A., Jones D.J., Ye J., Cundiff S.T., Hall J.L., Ranka J.K., Windeler R.S., Holzwarth R., Udem T., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5102 (2000).
- Jones D.J., Diddams S.A., Ranka J.K., Stentz A., Windeler R.S., Hall J.L., Cundi S.T. *Science*, **288**, 635 (2000).
- Dudley M.J., Gu X., Xu L., Kimmel M., Zeek E., O'Shea P., Trebino R., Coen S., Windeler R.S. *Opt. Express*, **10**, 1215 (2002).
- Xu L., Gu X., Kimmel M., O'Shea P., Trebino R., Galvanauskas A. *CLEO-2001* (Washington, DC: Opt. Soc. Am., 2001, paper CTuN1).
- Gu X., Xu L., Kimmel M., Zeek E., O'Shea P., Shreenath A.P., Trebino R., Windeler R.S. *Opt. Lett.*, **27**, 1174 (2002).
- Kobtsev S.M., Smirnov S.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5480**, 64 (2004).
- Teipel J., Franke K., Turke D., Warken F., Meiser D., Leuschner M., Giessen H. *Appl. Phys. B*, **77**, 245 (2003).
- Cao Q., Gu X., Zeek E., Kimmel M., Trebino R., Dudley J., Windeler R.S. *Appl. Phys. B*, **77**, 239 (2003).
- Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987).
- Marcuse D. *Light Transmission Optics* (New York: van Nostrand Reinhold, 1982, p. 12).
- Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (San Fransisco: Academic Press, 2001).
- Elyahu D., Salvatore R.A., Yariv A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 7 (1996).
- Fuss I.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 2707 (1994).
- Shimizu F. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1097 (1967).
- Fortier T.M., Ye J., Cundiff S.T., Windeler R.S. *Opt. Lett.*, **27**, 445 (2002).
- Багаев С.Н., Денисов В.И., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Корель И.И., Кузнецов С.А., Пивлов В.С., Чепуров С.В. *Квантовая электроника*, **33**, 883 (2003).
- Дианов Е.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **41**, 242 (1985).
- Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Chepurov S.V., Dychkov A.S., Klementyev V.M., Kolker D.B., Kuznetsov S.A., Matyugin Yu.A., Okhaphkin M.V., Pivtsov V.S., Skvortsov M.N., Zakharyash V.F., Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **11**, 1270 (2001).
- Дианов Е.М., Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 877 (2001).
- Herrmann J., Griebner U., Zhavoronkov N., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 173 (2002).
- Tzoar N., Jain M. *Phys. Rev. A*, **23**, 1266 (1981).
- Washburn B.R., Ralph S.E., Windeler R.S. *Opt. Express*, **10**, 575 (2002).
- Mitshke F.M., Mollenauer L.F. *Opt. Lett.*, **11**, 659 (1986).
- Kobtsev S.M., Kukarin S.V., Fateev N.V., Smirnov S.V. *Laser Phys.*, **14**, 748 (2004).
- Blow K.J., Wood D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 2665 (1989).
- Husakou A.V., Herrmann J. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 203 (2001).