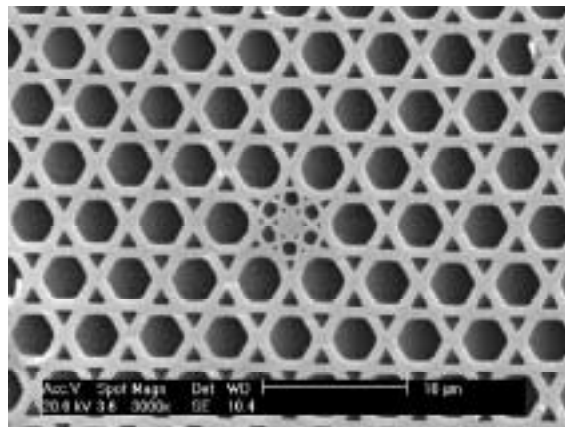


Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова

**А.М. Желтиков**

**Генерация суперконтинуума в фотонно-  
кристаллических световодах**

*Учебно-методическое пособие по курсу лекций*



## **Генерация суперконтинуума в фотонно-кристаллических световодах**

Спустя три столетия после экспериментов Ньютона по разложению белого света на его спектральные составляющие и синтеза белого света из различных цветов нелинейно-оптическое преобразование сверхкоротких импульсов лазерного излучения позволило получить искусственный белый свет с уникальными свойствами спектра, регулируемой временной длительностью и высокой спектральной яркостью. Ввиду протяженности и непрерывности спектра белый свет с такими свойствами часто называется излучением суперконтинуума. Лазерная генерация белого света представляет собой интересное физическое явление и используется для решения задач оптической связи, управления предельно короткими световыми импульсами, помогает достичь рекордных точностей оптических метрологических измерений, применяется для оптического зондирования атмосферы земли и открывает пути создания новых компактных мультиплексных источников излучения для нелинейной спектроскопии, микроскопии и лазерной биомедицины. В лекциях рассматриваются физические механизмы и приложения лазерной генерации белого света, а также обсуждаются методы получения широкополосного излучения с регулируемыми спектральными, временными и фазовыми характеристиками.

### **Содержание**

1. Введение
2. Открытие и начальный этап исследования генерации суперконтинуума
3. Фазовая самомодуляция и элементарная теория спектрального уширения сверхкоротких лазерных импульсов
4. Генерация суперконтинуума высокоинтенсивными лазерными импульсами
5. Четырехволновые взаимодействия и солитонные механизмы генерации суперконтинуума в оптических волокнах
6. Лазерная генерация белого света в микроструктурированных волокнах
  - 6.1. Микроструктурированные волокна: методы управления дисперсией и нелинейностью
  - 6.2. Нелинейно-оптические взаимодействия сверхкоротких импульсов в микроструктурированных волокнах

- 6.2.1. Модуляционная неустойчивость и параметрическое преобразование частоты сверхкоротких световых импульсов
    - 6.2.1.1. Модуляционная неустойчивость фемтосекундных импульсов в микроструктурированных волокнах
    - 6.2.1.2. Модуляционная неустойчивость, индуцируемая фазовой кросс-модуляцией
  - 6.2.2. Солитонный сдвиг частоты
  - 6.2.3. Неустойчивость солитонов и излучение дисперсионных волн
  - 6.3. Оптические волокна из материалов с высокой нелинейностью
  - 7. Приложения волоконно-оптических источников белого света
    - 7.1. Генерация белого света и революция в оптической метрологии
    - 7.2. Волоконно-оптические генераторы белого света и преобразователи частоты в нелинейной спектроскопии
      - 7.2.1. Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света
      - 7.2.2. Спектроскопия наведенного поглощения
  - 8. Заключение
- Литература

## 1. Введение

На протяжении многих столетий исходящий от Солнца белый свет служил одним из основных орудий экспериментальной оптики. Опыты, выполненные непосредственно с солнечным светом или с предметами, им освещаемыми, позволили установить многие законы геометрической оптики, включая законы преломления и отражения, выяснить оптико-геометрические аспекты зрения и формирования изображений в оптических системах, а также наблюдать ряд фундаментальных оптических явлений.

До середины XVII века, однако, физика не связывала солнечный свет с окружающим нас богатством цветов, с наибольшей яркостью проявляющимся при дневном свете. Свет оставался бесцветным. Важными вехами на пути к формированию физико-физиологического понимания восприятия цвета послужили работы Декарта [1], давшего объяснение возникновению радуги, и Гримальди [2], наблюдавшего появление цветных колец вокруг пятна солнечного света, прошедшего через узкое отверстие в непрозрачном экране. Эксперименты Ньютона по преломлению солнечных лучей призмой и синтезу белого света скрещенной

призмой [3] впервые доказали наличие цвета в самом солнечном свете (рис. 1а). Об открытии Ньютоном природы цветов научный мир узнал из доклада, опубликованного в 1672 г. Белый свет оказался не простейшей формой излучения, приобретающей окраску благодаря освещаемым и просвечиваемым предметам, как считалось раньше, а смесью всего многообразия цветов.

В 1928 году солнечный свет помог Раману и Кришнану наблюдать «новый тип вторичного рассеяния» [4], или «модифицированное рассеянное излучение с меньшей частотой», возникающее при прохождении солнечного света через жидкости и газы. Детальные исследования этого явления ([5 - 7], см. также обзор [8]), получившего название комбинационного или рамановского рассеяния, позволили понять физическую природу смещения частоты при рассеянии света на молекулах и показали, что эффект неупругого рассеяния света открывает уникальные возможности для спектроскопии вещества в конденсированной и газовой фазе. За наблюдение этого явления Раман был удостоен нобелевской премии по физике за 1930 год.

Семьдесят пять лет спустя, в 2005 г. часть нобелевской премии по физике присуждена Т. Хэншу и Дж. Холлу за работы в области прецизионной лазерной спектроскопии, «включая технику измерения, основанную на использовании частотных гребенок» [9]. По образному выражению Т. Хэнша, волоконные структуры, позволившие преобразовать сверхкороткие лазерные импульсы в широкополосное излучение суперконтинуума (искусственный белый свет) явились недостающим звеном в механизме фемтосекундных часов -- одной из уникальных систем высокоточной оптической метрологии.

Революционные достижения в области лазерной спектроскопии, равно как и значительные успехи последних лет в области оптики сверхкоротких импульсов, нелинейной и квантовой оптики, лазерной биомедицины, стали возможными благодаря использованию генерируемого лазерными источниками искусственного белого света, называемого также излучением суперконтинуума (рис. 1б). Спустя три столетия после экспериментов Ньютона по разложению белого света на его спектральные составляющие (рис. 1а) и синтеза белого света из различных цветов нелинейно-оптическое преобразование сверхкоротких импульсов лазерного излучения позволило получить искусственный белый свет с уникальными свойствами спектра, регулируемой временной длительностью и высокой спектральной яркостью (рис. 1б). Спектр излучения суперконтинуума может

перекрывать весь видимый и часть ближнего ИК диапазона. По своей спектрально-угловой яркости и интенсивности генерируемый лазерами белый свет в миллионы раз превышает естественный белый свет, приходящий на землю от солнца. Физические механизмы лазерной генерации белого света и методы получения широкополосного излучения с регулируемыми спектральными, временными и фазовыми характеристиками являются предметом настоящей лекции.

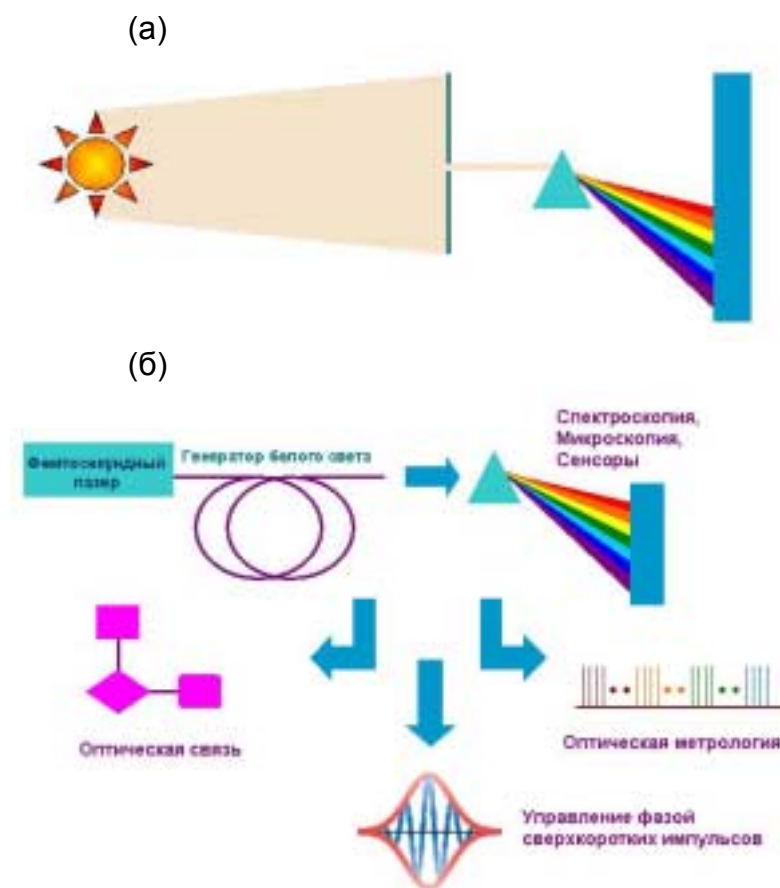


Рис. 1. (а) Разложение белого света, исходящего от Солнца, на его спектральные составляющие в опытах Ньютона. (б) Белый свет, генерируемый в результате нелинейно-оптического преобразования сверхкоротких лазерных импульсов, используется для решения задач оптической связи, управления предельно короткими световыми импульсами, помогает достичь рекордных точностей оптических метрологических измерений и открывает пути создания новых компактных мультиплексных источников излучения для нелинейной спектроскопии, микроскопии и лазерной биомедицины.

## 2. Открытие и начальный этап исследования генерации суперконтинуума

Впервые о явлении генерации белого света лазерным излучением сообщается в работе Алфано и Шапиро [10], наблюдавших спектральное уширение пикосекундных импульсов излучения второй гармоники лазера на гранате с

неодимом с энергией около 5 мДж в объеме боросиликатного стекла. При интенсивности лазерного излучения в образце порядка 1 ГВт/см<sup>2</sup> наблюдалась генерация излучения в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм. Эта работа и последовавшее за ней сообщение тех же авторов [11] о генерации суперконтинуума и сопровождавшем это явление формировании тонких филаментов лазерного излучения в образцах кальцита, кварца, хлорида натрия и различных видах стекол были опубликованы в 1970 г., триста лет спустя после опубликования Ньютоном результатов его опытов с призмами и белым светом.

Последовавшие за публикациями Алфано и Шапиро экспериментальные исследования показали возможность генерации суперконтинуума в материалах различной природы и структуры, включая материалы в твердотельной фазе [12], органические и неорганические жидкости [13 - 16], газовые среды [17, 18]. Вслед за экспериментами, выполненными с объемными образцами, генерация белого света наблюдалась и в волноводном режиме с использованием кварцевых оптических волокон [19, 20]. Эксперименты по лазерной генерации белого света, выполненные в 70-х--80-х годах прошлого века, способствовали созданию новых широкополосных источников излучения для спектроскопии и время-разрешенных измерений [19], а также стимулировали развитие теории временного и пространственного самовоздействия сверхкоротких лазерных импульсов [17, 21]. Начиная с конца 80-х генерация суперконтинуума также получила применение как метод формирования сверхкоротких импульсов [22 - 24] и была использована для создания многочастотных мультиплексных источников излучения [25]. Результаты первого этапа экспериментального и теоретического исследования явления генерации суперконтинуума в 70-е--80-е годы прошлого века обобщены и проанализированы в книге [26]. В настоящих лекциях мы не будем вновь подробно останавливаться на этих результатах, а сосредоточим основное внимание на достижениях последних 5 - 7 лет. В этот период благодаря появлению новых волноводных структур и прогрессу лазерной техники генерация суперконтинуума получила широкое распространение [27] как метод решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач оптики сверхкоротких импульсов, нелинейной спектроскопии и микроскопии, лазерной биомедицины, дистанционного анализа земной атмосферы, а также способствовала революционному прорыву в оптической метрологии.

### 3. Фазовая самомодуляция и элементарная теория спектрального уширения сверхкоротких лазерных импульсов

Ключевым для генерации суперконтинуума физическим фактором является наличие зависящей от интенсивности лазерного излучения добавки к показателю преломления в среде с нелинейностью керровского типа [28]:

$$n = n_0 + n_2 I(t), \quad (1)$$

где  $n_0$  - показатель преломления среды в отсутствие излучения,  $n_2 = (2\pi/n_0)^2 \chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$  - нелинейный показатель преломления на частоте  $\omega$ ,  $\chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$  - нелинейно-оптическая восприимчивость среды третьего порядка,  $I(t)$  - интенсивность лазерного излучения.

Возникновение зависящей от интенсивности добавки к показателю преломления в случае коротких лазерных импульсов приводит к физически значимой модуляции фазы лазерного поля -- фазовой самомодуляции (ФСМ). С учетом выражения (1) представим нелинейный набег фазы импульса, проходящего расстояние  $L$  в среде с керровской нелинейностью, в виде

$$\Phi(t) = \frac{\omega}{c} n_2 I(t) L. \quad (2)$$

В соответствии с выражением (2) вследствие зависимости показателя преломления среды от интенсивности излучения временная зависимость интенсивности поля в световом импульсе приводит к зависимости нелинейного фазового сдвига от времени, что в свою очередь приводит к возникновению зависящей от времени девиации частоты лазерного импульса:

$$\Delta\omega(t) = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (3)$$

Максимальное спектральное уширение импульса, индуцируемое эффектом ФСМ, можно оценить следующим образом:

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{I_0}{\tau}, \quad (4)$$

где  $I_0$  - пиковая интенсивность светового импульса,  $\tau$  - длительность импульса.

Для получения более точных выражений для временной огибающей и нелинейного фазового сдвига, индуцируемого явлением ФСМ, воспользуемся элементарной теорией ФСМ, основанной на приближении медленно меняющихся амплитуд и учитывающей дисперсию в первом порядке степенного разложения постоянной распространения  $\beta(\omega)$  (волнового числа  $k(\omega)$  для световых импульсов, распространяющихся в объеме нелинейного материала),  $\beta(\omega) \approx \beta(\omega_0) + u^{-1}(\omega - \omega_0)$ , где  $\omega_0$  - центральная частота светового импульса,  $u = \left(\partial\beta/\partial\omega\big|_{\omega=\omega_0}\right)^{-1}$  - его групповая скорость. Уравнение для эволюции медленно меняющейся огибающей  $A(t, z)$  в этих приближениях записывается в виде [28, 29]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} = i\gamma |A|^2 A, \quad (5)$$

где

$$\gamma = \frac{3\pi\omega}{2n_0^2 c} \chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) \quad (6)$$

- нелинейный коэффициент.

В сопровождающей системе координат  $z' = z$ ,  $\eta = t - z/u$  уравнение (5) имеет решение

$$A(\eta, z) = A_0(\eta) \exp\left[i\gamma |A_0(\eta)|^2 z\right], \quad (7)$$

где  $A_0(\eta)$  - начальная форма огибающей.

Ввиду того, что эффекты дисперсии второго и высших порядков не были учтены в уравнении (5), решение (7) описывает эволюцию светового импульса без изменения его огибающей. Эволюция нелинейного фазового сдвига описывается следующим выражением:

$$\varphi_{\text{nl}}(\eta, z) = \gamma_{\text{SPM}} I_0(\eta) z, \quad (8)$$

где  $\gamma_{\text{SPM}} = 2\pi n_2/\lambda$ , а  $I_0(\eta)$  - огибающая интенсивности светового импульса.

Отклонение мгновенной частоты поля от центральной частоты  $\omega_0$  дается формулой

$$\delta\omega(\eta, z) = -\frac{\partial\varphi_{nl}(\eta, z)}{\partial t} = -\gamma_{SPM} \frac{\partial I_0(\eta)}{\partial \eta} z.$$

(9)

В частности, импульс с квадратичной зависимостью огибающей от бегущего времени

$$I_0(\eta) \approx I_0(0) \left( 1 - \frac{\eta^2}{\tau_0^2} \right)$$

(такая аппроксимация справедлива вблизи максимума импульса произвольной формы), приобретает в результате ФСМ линейный чирп:

$$\delta\omega(\eta, z) \approx 2\gamma_{SPM} \frac{I_0(0)}{\tau_0^2} \eta z. \quad (10)$$

Такой чирп особенно просто компенсировать с помощью системы призм, дифракционных решеток или чирпованных зеркал [30] для осуществления временного сжатия лазерного импульса.

Спектр импульса, испытывающего ФСМ, записывается в виде

$$S(\omega) = \left| \int_0^\infty I(\eta) \exp[i\omega\eta + i\varphi_{nl}(\eta)] d\eta \right|^2. \quad (11)$$

В рамках описанной выше элементарной теории ФСМ, учитывающей лишь первый порядок дисперсии материала, временное самовоздействие светового импульса приводит к симметричному уширению его спектра (рис. 2). Однако уже при умеренных интенсивностях лазерного излучения имеется ряд физических механизмов, приводящих к асимметрии спектрального уширения. Три наиболее важных механизма связаны с пространственным самовоздействием, образованием ударного фронта огибающей и конечным временем нелинейно-оптического отклика среды. В этом разделе мы дадим лишь краткую характеристику каждого из этих факторов.

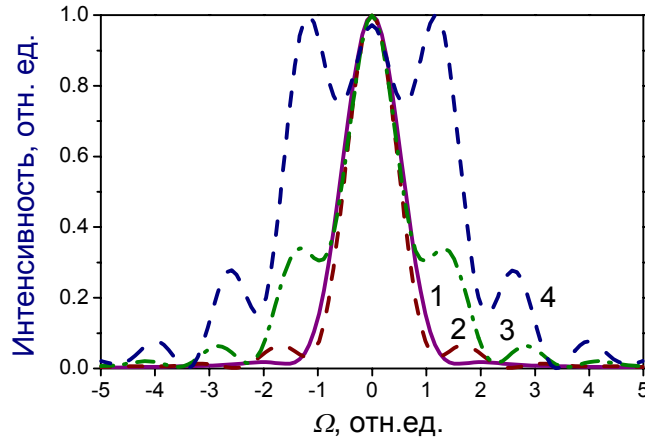


Рис. 2. Индуцированное фазовой самомодуляцией спектральное уширение лазерного импульса с огибающей формы гиперболического секанса и начальной длительностью 30 фс в оптическом волокне с нелинейным показателем преломления  $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт. Кривой 1 представлен начальный спектр. Начальная энергия импульса составляет (2) 0.1 нДж, (3) 0.2 нДж, (4) 0.3 нДж.

Пространственное самовоздействие [28, 31] связано с керровской нелинейностью среды. Аналогично тому как временной профиль интенсивности огибающей лазерного поля  $I(t)$  приводит к модуляции фазы импульса, неоднородность интенсивности лазерного поля в пучке  $I(r)$  по поперечной координате  $r$  формирует нелинейную линзу,  $n(r) = n_0 + n_2 I(r)$ , которая в свою очередь приводит к самофокусировке или самодефокусировке пучка в зависимости от знака  $n_2$ . Рост интенсивности лазерного излучения в самофокусирующемся пучке приводит к увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Как правило, самофокусировка сопровождается неконтролируемым изменением интенсивности и фазы лазерного импульса и приводит к сложной пространственной динамике лазерного пучка, одним из интересных проявлений которой служит распад лазерного пучка на тонкие нити -- филаменты. Благодаря высокой интенсивности лазерного излучения филаменты являются источниками широкополосного оптического излучения. Управление свойствами такого излучения, однако, является трудноразрешимой задачей.

Образование ударного фронта огибающей светового импульса [29, 32] обусловлено зависимостью групповой скорости импульса от интенсивности. В среде с  $n_2 > 0$ , нелинейность приводит к положительной добавке к групповой скорости. Максимум импульса в этих условиях распространяется медленнее его фронтов.

Задний фронт импульса при этом становится более крутым, а передний фронт - более пологим. В частотном представлении такая трансформация светового импульса приводит к асимметрии его спектра интенсивности. При  $n_2 > 0$  максимум спектра импульса смещается в низкочастотную область, а коротковолновое крыло спектра оказывается значительно более протяженным, чем длинноволновое.

Эффекты, связанные с конечным временем нелинейного отклика среды, становятся особенно заметными для импульсов короткой длительности, при которых нелинейность среды уже не может считаться мгновенной [29, 33]. Запаздывание нелинейного отклика эквивалентно дисперсии нелинейности среды в частотном представлении. Короткий импульс, распространяющийся в среде с запаздывающей нелинейностью, испытывает низкочастотный сдвиг. Спектральное уширение, индуцируемое запаздывающей нелинейностью, таким образом, эквивалентно комбинационному рассеянию. Подробнее влияние конечного времени отклика оптической нелинейности среды на генерацию суперконтинуума рассматривается в разделе 6.2.

#### **4. Генерация суперконтинуума высокоинтенсивными лазерными импульсами**

Интересное и практически важное направление лазерной генерации белого света связано с генерацией суперконтинуума при распространении в газовых и жидких средах высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов [34 - 48]. Характерная пиковая мощность световых импульсов, используемых в таких экспериментах, в настоящее время лежит в тераваттном диапазоне. Лазерное излучение высокой интенсивности приводит к ионизации среды. Образующиеся в результате ионизации свободные электроны вносят существенный вклад в нелинейный отклик газа и оказывают существенное влияние на спектральную, временную и пространственную динамику лазерного импульса. В частности явление филаментации [37 - 45], наблюдаемое при распространении высокоинтенсивных лазерных импульсов в газовых средах, позволяет использовать явление генерации суперконтинуума для дистанционного зондирования земной атмосферы [46 - 48].

Наряду с эффектами ионизации важную роль при генерации суперконтинуума высокоинтенсивными лазерными импульсами играют эффекты пространственного самовоздействия, образование ударного фронта огибающей, запаздывающая нелинейность среды и эффекты дисперсии высокого порядка. Для учета всех этих явлений уравнение для медленно эволюционирующей амплитуды поля  $A$ ,

нормированной на максимальную амплитуду поля, записывается в следующем виде [49, 50]:

$$\left[ i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{4} \left( 1 - is \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \nabla_{\perp}^2 - \frac{1}{4} \frac{L_{df}}{L_d} \left( \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{i L_d}{3 L'_d} \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} \right) \right] A +$$

$$+ L_{df} \left( 1 + is \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \left( \frac{\Psi_{nl}}{L_{nl}} - \frac{|A|^4}{L_s} \right) A - \frac{L_{df}}{L_{pl}} \left( 1 - is \frac{\partial}{\partial \tau} \right) N_e A + i \frac{L_{df}}{L_{MPA}} |A|^{2n-2} A = 0 \quad (12),$$

где  $s = (\omega \tau_0)^{-1}$ ,  $\tau_0$  - начальная длительность импульса,  $\tau = t - z/u$  - время в сопровождающей системе координат,  $u = (\partial k / \partial \omega)^{-1}$  - групповая скорость импульса,  $k = \omega n_0 / c$ . Функция  $\Psi_{nl}$  учитывает как мгновенную, так и задержанную составляющие нелинейности,

$$\Psi_{nl} = (1 - f_R) |A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{\tau} R(\tau - \theta) |A(\theta)|^2 d\theta, \quad (13)$$

где  $R(\eta)$  - функция, описывающая запаздывающую (рамановскую) часть нелинейности среды,  $f_R$  - вклад рамановской части нелинейности в зависящую от интенсивности добавку к показателю преломления.

Уравнение (12) включает следующие пространственные масштабы [49, 50]. Дифракционная длина определяется как  $L_{df} = k w_0^2 / 2$ , где  $w_0$  - радиус лазерного пучка. Дисперсионные явления учитываются через длины, на которых проявляется дисперсия среды второго и третьего порядков,  $L_d = \tau_0^2 (2k_2)^{-1}$ ,  $L'_d = \tau_0^3 (2k_3)^{-1}$ ,  $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2$ ,  $k_3 = \partial^3 k / \partial \omega^3$ . Длина нелинейного взаимодействия  $L_{nl} = c(\omega n_2 n_0 I_0)^{-1}$  определяется нелинейным показателем преломления  $n_2$  и пиковой интенсивностью лазерного излучения  $I_0$ . На характерной длине  $L_s = c(\omega n_4 n_0 I_0^2)^{-1}$  проявляются явления ограничения (насыщения) самофокусировки за счет нелинейности пятого порядка ( $n_4$  определяется нелинейной восприимчивостью пятого порядка  $\chi^{(5)}$ ). Длины  $L_{pl} = k m_e c^2 (2\pi e^2 \tau_0 N_0 \sigma^{(n)} I_0^n)^{-1}$  и  $L_{MPA} = n \hbar \omega N_0 \sigma^{(n)} I_0^{n-1} / 2$  характеризуют пространственные масштабы, на которых проявляются явления, связанные с образованием плазмы и многофотонного поглощения за счет ионизационных потерь. Здесь  $m_e$  и  $e$  - масса и заряд электрона,  $N_0$  - плотность нейтральных частиц,  $\sigma^{(n)}$  - сечение  $n$ -фотонной ионизации. Плотность электронов  $N_e$  в уравнении (12) нормирована на величину  $\tau_0 N_0 \sigma^{(n)} I_0^n$ . Для атмосферы земли при нормальных

условиях и центральной длины волны лазерного излучения 800 нм основные параметры среды, входящие в уравнение (12), имеют следующие значения:  $N_0 \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $k_2 \approx 0.2 \text{ фс}^2/\text{см}$ ,  $k_3 \approx 0.1 \text{ фс}^3/\text{см}$ ,  $n_2 \approx 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . Функция рамановского отклика, связанного с комбинационно-активными вращениями молекул, моделируется в виде демпфированного осциллятора [43, 51]:

$$R(\eta) \propto \Theta(\eta) \exp\left(-\frac{\eta}{\tau_1}\right) \sin\left(\frac{\eta}{\tau_2}\right), \quad (14)$$

где  $\Theta(\eta)$  – функция единичной ступеньки Хевисайда. Для атмосферы земли  $\tau_1 \approx 77 \text{ фс}$ ,  $\tau_2 \approx 62.5 \text{ фс}$ .

В отсутствие слагаемых, учитывающих плазменные эффекты и явления пространственного самовоздействия, уравнение (12) сводится к обобщенному нелинейному уравнению Шредингера [52] для амплитуды импульса в среде с кубичным законом дисперсии (см. раздел 6.2). Анализ распространения сверхкоротких высокоинтенсивных импульсов в атмосфере с использованием уравнений (12) посвящены работы [45, 49, 50].

Как численный анализ, так и экспериментальные исследования показывают, что нелинейно-оптические явления, сопровождающие распространение высокоинтенсивных импульсов в атмосфере, позволяют получить излучение суперконтинуума высокой энергии. Спектр суперконтинуума, генерируемого интенсивными лазерными импульсами в атмосфере (равно как и в жидкости), имеет ярко выраженный пик, на длине волны излучения накачки. При общей достаточно высокой энергии суперконтинуума его спектральная плотность в видимой части спектра быстро падает с характерной скоростью 1 - 2 порядка на каждые 100 нм. Получению более равномерных и более широких спектров излучения препятствуют явления плазменной дефокусировки, ограничения пространственного самовоздействия за счет многофотонного поглощения [53 - 56], а также значительные фазовые расстройки нелинейно-оптических взаимодействий, обусловленные профилем дисперсии [57]. Генерация белого света высокоинтенсивными лазерными импульсами используется для дистанционного зондирования атмосферы [46, 48]. В рамках европейской программы Терамобайл [48] разработан тераваттный мобильный лидарный комплекс для экспресс-анализа состава и состояния земной атмосферы. Созданная система позволяет осуществить

сбор лидарного сигнала в диапазоне длин волн от 1.0 до 1.7 мкм и осуществляет дистанционное зондирование атмосферы вплоть до высоты 4 км.

## **5. Четырехволновые взаимодействия и солитонные механизмы генерации суперконтинуума в оптических волокнах**

Как показано в предыдущих разделах, генерация белого света в режиме сфокусированных лазерных пучков часто происходит в условиях пространственного самовоздействия и сопровождается сложной пространственной и временной динамикой лазерного импульса. Оптические волокна обеспечивают большие длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов достаточно высокой интенсивности, позволяя радикально снизить требования к мощности лазерного излучения, необходимого для генерации суперконтинуума. Интенсивность излучения суперконтинуума, формирующегося в оптических волокнах, как правило, существенно ниже интенсивности белого света, генерируемого мощными сфокусированными лазерными импульсами в газовых средах (см. раздел 4). Однако, в качестве щедрой компенсации, оптические волокна позволяют получать излучение суперконтинуума со спектром, перекрывающим большую часть видимого диапазона [19] или даже весь видимый и часть ИК-диапазонов, при использовании импульсов с характерной пиковой мощностью порядка киловатта. Оптические волокна, как будет показано в разделах 6,7, открывают также широкие возможности для управления процессом генерации белого света и формирования излучения суперконтинуума с требуемыми спектральными и временными параметрами.

Как показали ранние эксперименты по генерации суперконтинуума в оптических волокнах [19, 20], выполненные с использованием импульсов пико- и наносекундной длительности, спектр лазерного импульса, распространяющегося вдоль волокна обогащается за счет каскадного ВКР и параметрических четырехволновых взаимодействий (ЧВВ). Новые спектральные компоненты, возникающие в результате этих процессов, затем уширяются за счет фазовой само- и кросс-модуляции, сливаясь и приводя к генерации излучения с широким непрерывным спектром на выходе волокна.

Четырехволновое взаимодействие в оптических волокнах [26] приводит к параметрическому преобразованию полей накачки с частотами  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$  с генерацией световых полей на частотах  $\omega_a$  и  $\omega_s$ . Высокая эффективность ЧВВ

достигается в условиях, когда одновременно с законом сохранения энергии  $\omega_{p1} + \omega_{p2} = \omega_a + \omega_s$  выполняется закон сохранения импульса (условие фазового синхронизма)  $\beta_{p1} + \beta_{p2} = \beta_a + \beta_s$  для постоянных распространения  $\beta_{p1}, \beta_{p2}, \beta_a, \beta_s$  волноводных мод полей с частотами  $\omega_{p1}, \omega_{p2}, \omega_a, \omega_s$ , участвующими в ЧВВ. Для вырожденного по частоте накачки процесса ЧВВ  $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p, \omega_a = \omega_p + \Omega, \omega_s = \omega_p - \Omega$  условие фазового синхронизма

$$2\beta(\omega_p) = \beta(\omega_p - \Omega) + \beta(\omega_p + \Omega) \quad (15)$$

наиболее просто удовлетворить в области аномальной дисперсии вблизи длины волны, соответствующей нулевой дисперсии групповой скорости (ДГС). Чтобы проиллюстрировать этот важный результат, представим постоянные распространения волноводных мод на стоксовой и антистоксовой частотах  $\omega_s$  и  $\omega_a$  в виде степенных рядов

$$\beta(\omega_s) \approx \beta_0(\omega_p) - \frac{1}{u_p} \Omega + \frac{1}{2} \beta_2(\omega_p) \Omega^2 + 2\gamma P, \quad (16)$$

$$\beta(\omega_a) \approx \beta_0(\omega_p) + \frac{1}{u_p} \Omega + \frac{1}{2} \beta_2(\omega_p) \Omega^2 + 2\gamma P \quad (17)$$

где  $P$  - пиковая мощность импульса накачки,  $\beta_0(\omega_p)$  - постоянная распространения на частоте накачки в отсутствие наводимой полем нелинейной добавки к показателю преломления (т.е. при  $P = 0$ ),  $u_p = \left( \partial\beta / \partial\omega \Big|_{\omega=\omega_p} \right)^{-1}$  - групповая скорость импульса накачки,  $\beta_2(\omega_p) = \partial^2 \beta / \partial\omega^2 \Big|_{\omega=\omega_p}$ ,

$$\gamma = (n_2 \omega_p) / (c S_{eff}) \quad (18)$$

- нелинейный коэффициент,  $S_{eff} = \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2 / \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy$  - эффективная площадь моды с поперечным профилем поля  $F(x, y)$ .

С учетом выражения для постоянной распространения импульса накачки,

$$\beta(\omega_p) = \beta_0(\omega_p) + \gamma P, \quad (19)$$

условие фазового согласования (15) приводит к следующему соотношению:

$$\beta_2(\omega_p) \Omega^2 + 2\gamma P = 0. \quad (20)$$

Соотношение (20) может выполняться только для  $\beta_2(\omega_p) < 0$ , т.е. в области аномальной дисперсии. Вследствие этого обстоятельства источники суперконтинуума, основанные на стандартных оптических волокнах, как правило,

наиболее эффективно преобразуют излучение ближнего инфракрасного диапазона, не позволяя, однако, обеспечить высокие интенсивности выходного излучения в видимой части спектра [19]. Это связано с тем, что нуль ДГС для стандартных оптических волокон, как правило, лежит вблизи длины волны  $\lambda_z \approx 1.3$  мкм. Область фазового синхронизма (15) для процессов ЧВВ в этих условиях ограничена небольшим частотным интервалом в ИК-диапазоне. Еще один важный механизм генерации суперконтинуума в стандартных оптических волокнах связан с ВКР. Этот механизм приводит к преимущественному уширению спектра в длинноволновую (стоксову) область. В условиях стандартных оптических волокон ВКР также не приводит к существенному обогащению видимой части спектра суперконтинуума.

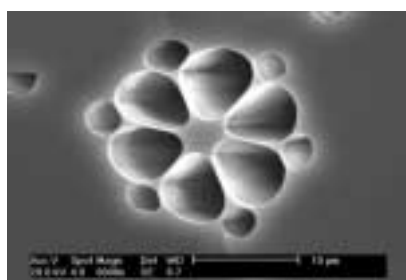
Генерация суперконтинуума в оптических волокнах представляет значительный интерес в контексте разработке многочастотных источников излучения для частотного мультиплексирования в волоконно-оптических линиях связи. Для этой цели требуется обеспечить высокие эффективности генерации широкополосного излучения с достаточно плоским спектром и низким уровнем шумов для импульсов, следующих с гигагерцовыми частотами повторения. Один из перспективных подходов к решению этой задачи заключается в использовании адиабатического сжатия солитонов в режиме аномальной дисперсии в волокне с изменяющейся по длине ДГС [58]. Еще одно интересное решение основано на использовании спектрального уширения лазерных импульсов за счет механизма ФСМ в режиме нормальной дисперсии [32]. Для уменьшения влияния эффектов, связанных с временным расплыванием световых импульсов, используются специальные волокна с низкими значениями и пологим профилем ДГС. В работе [59] сообщается о генерации суперконтинуума с частотой повторения 10 Гбит/с на основе сочетания описанных выше решений.

Создание волоконно-оптических источников суперконтинуума, включая генераторы излучения со спектром, перекрывающим всю видимую и ближнюю ИК область, стало возможным благодаря появлению оптических волокон нового типа - микроструктурированных (МС) волокон [60 - 62]. Основным механизмам и режимам генерации суперконтинуума в МС-волокнах посвящена следующая лекция.

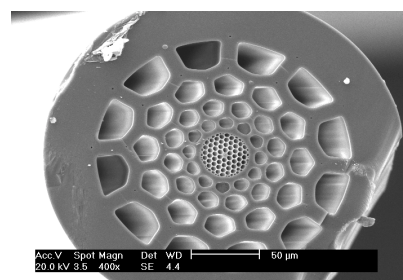
## **6. Лазерная генерация белого света в микроструктурированных волокнах**

### **6.1. Микроструктурированные волокна: методы управления дисперсией и нелинейностью**

Микроструктурированные волокна [60 - 62] представляют собой волноводные структуры нового типа. В отличие от обычных оптических волокон, состоящих из сердцевины с показателем преломления  $n_{\text{core}}$  и оболочки с показателем преломления  $n_{\text{cladding}}$ , МС-волокна представляют собой кварцевую или стеклянную микроструктуру с периодически либо аperiodической системой цилиндрических воздушных отверстий, ориентированных вдоль оси волокна (рис. 3). Подобная микроструктура обычно изготавливается путем вытяжки при высокой температуре из преформы, набранной из полых капилляров. Дефект микроструктуры, соответствующий отсутствию одного или нескольких воздушных отверстий (в центре структуры на рис 3а – 3д), служит сердцевиной волокна, обеспечивая волноводный режим распространения электромагнитного излучения. В стандартных волокнах полное внутреннее отражение обеспечивается при выполнении условия  $n_{\text{cladding}} < n_{\text{core}}$ . Волноводные моды электромагнитного излучения в МС-волокнах формируются в результате интерференции волн, возникающих при отражении и рассеянии света на микронеоднородностях показателя преломления. Для широкого класса МС-волокон условие существования волноводных мод в сердцевине волокна, образуемой дефектом микроструктуры (рис. 3а – 3д), можно записать в виде, аналогичном условию существования полного внутреннего отражения в стандартном волокне:  $\bar{n}_{\text{clad}} < n_{\text{core}}$ , где  $\bar{n}_{\text{clad}} = \beta_f c / \omega$  - эффективный показатель преломления, определяемый через постоянную распространения  $\beta_f$  основной моды оболочки [63, 64].

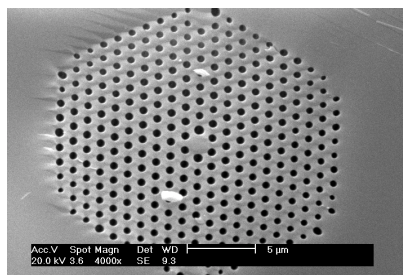


(а)

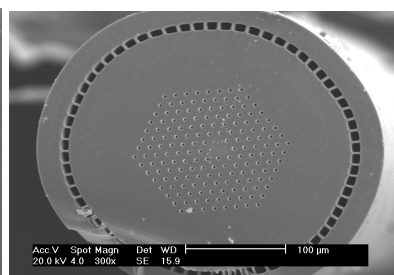


(б)

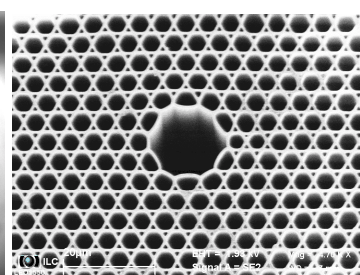
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис. 3. Изображения микроструктурированных волокон в поперечном сечении: (а, б) МС-волокна с высоким содержанием воздуха в оболочке, (в) волокно с двойной микроструктурированной оболочкой, (г) волокно с периодической оболочкой, (д) волокно с двойной микроструктурированной оболочкой и легированной сердцевиной, (е) полое волокно с фотонно-кристаллической оболочкой.

Наряду с обычными волноводными режимами, обеспечиваемыми явлением полного внутреннего отражения, МС-волокна при определенных условиях поддерживают волноводные моды электромагнитного излучения, формируемые за счет высокой отражательной способности оболочки волокна в области фотонных запрещенных зон [65 - 68]. Такие режимы волноводного распространения реализуются в волокнах с оболочкой в виде двумерно периодической микроструктуры (двумерного фотонного кристалла) и полый сердцевиной (рис. 3е). Фотонная запрещенная зона, возникающая в спектре пропускания двумерной периодической оболочки волокон данного типа, обеспечивает высокий коэффициент отражения для излучения, распространяющегося вдоль полый сердцевины, позволяя существенно снизить оптические потери, присущие модам обычных полых волноводов со сплошной оболочкой и быстро растущие [69, 70] с уменьшением диаметра полый сердцевины.

Микроструктурированные волокна обладают рядом уникальных свойств, открывающих новые возможности для передачи электромагнитного излучения на большие расстояния [60], а также для нелинейно-оптического преобразования лазерных импульсов [71, 72]. Как показано в работе [63], МС-волокна позволяют существенно расширить по сравнению с обычными волокнами частотный диапазон, соответствующий одномодовому режиму волноводного распространения излучения. Уникальность МС-волокон для лазерной физики, нелинейной оптики и оптических технологий обусловлена возможностью управления дисперсией волноводных мод за счет изменения их структуры [73, 74] и высокой степенью локализации электромагнитного излучения в сердцевине микроструктурированных волокон [75], связанной со значительной разностью показателя преломления сердцевины и эффективным показателем преломления микроструктурированной оболочки. Управление дисперсионными свойствами волноводных мод открывает новые возможности в области оптических телекоммуникаций и оптике сверхкоротких импульсов. Высокая степень локализации излучения в сердцевине волокна приводит

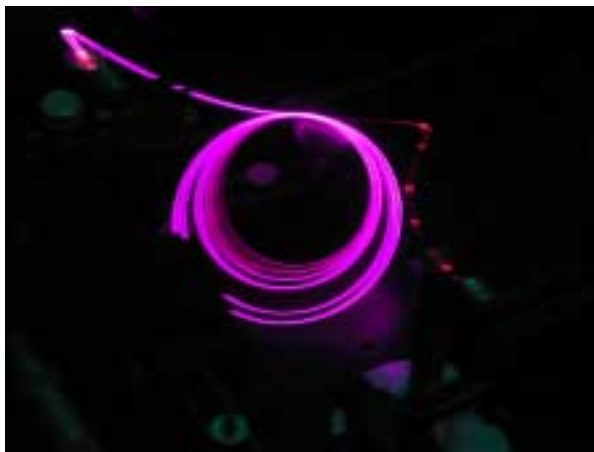
к радикальному увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и позволяет наблюдать новые нелинейно-оптические явления.

К настоящему времени разработаны и успешно используются несколько типов МС-волокон, позволяющие решать широкий круг задач нелинейной оптики, оптической метрологии, лазерной физики и биомедицинской оптики [60, 62, 64]. На рис. 3а и 3б представлены изображения поперечного сечения МС-волокон с большой разностью показателя преломления сердцевины и эффективного показателя преломления оболочки, обеспечиваемой высоким удельным содержанием воздуха в оболочке. Волокна этого типа позволяют достичь высокой степени локализации электромагнитного поля в сердцевине, что приводит к высоким значениям коэффициента нелинейности  $\gamma$  (выражение (18)), ответственного за эффективность нелинейно-оптических взаимодействий. Такие волокна часто называются волокнами с высокой нелинейностью. Увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и возможность управления дисперсионными свойствами волноводных мод открывает возможность использования лазерных импульсов малых энергий, включая неусиленные лазерные импульсы, для управляемой генерации суперконтинуума [76, 77] (рис. 4а). Спектральная ширина излучения суперконтинуума при определенных условиях может составлять несколько октав. Генераторы суперконтинуума на основе МС-волокон приводит к революционным изменениям в области оптической метрологии [78 - 81] и активно используется в лазерной биомедицине [82], нелинейной спектроскопии [83, 84] и микроскопии [85], фотохимии [86], квантовой оптике [87, 88], а также оптике сверхкоротких импульсов [89].



(a)

(б)



(в)

Рис. 4. (а) Генерация суперконтинуума и (б, в) мультиплексное преобразование частоты в микроструктурированных волокнах.

Управление дисперсией волноводных мод позволяет решать проблему фазового согласования для процессов четырехволнового взаимодействия [90 - 92]. Микроструктурированные волокна в связи с этим используются не только как источники широкополосного излучения, но и как преобразователи частоты лазерных импульсов [72, 93]. Размер волноводной жилы является ключевым параметром, определяющим дисперсионные свойства волноводных мод в подобных структурах. Благодаря этому микроструктурно интегрированные системы субмикронных кварцевых нитей позволяют реализовать мультиплексное преобразование частоты лазерных импульсов (рис. 4б, 4в), в том числе, лазерных импульсов нано- и субнаноуджоулевых уровней энергии [72].

МС-волокна, показанные на рис. 3б характеризуются сильной анизотропией формы, обусловленной эллиптической формой сердцевины. Анизотропия формы приводит к возникновению двулучепреломления -- ортогонально поляризованные моды в таких волокнах различаются постоянными распространения, модовыми индексами, групповыми скоростями, значениями ДГС и другими параметрами. Архитектура МС-волокон позволяет достигать [94 - 96] больших значений параметра двулучепреломления  $\delta n = |n_x - n_y|$ , где  $n_x$  и  $n_y$  - модовые индексы ортогонально поляризованных мод. В таких волокнах удается осуществить поляризационное управление явлением генерации суперконтинуума [97, 98] и преобразованием частоты лазерных импульсов [99, 100], а также реализовать

поляризационное демультимплексирование излучения суперконтинуума [101], выделив из широкополосного излучения участки спектра с различной поляризацией.

Для создания волоконно-оптических лазеров и усилителей [102, 103], а также для разработки нового класса оптических сенсоров [104 - 106] значительный интерес представляют волокна с двойной МС-оболочкой (рис. 3в, 3д). В МС-волоконных лазерах внутренняя часть оболочки обеспечивает одномодовый режим и большую площадь волноводной моды для получения высокой мощности лазерного излучения. Внешняя часть оболочки локализует излучение накачки во внутренней части МС-волокна. В МС-волоконных сенсорах возбуждающее излучение доставляется к объекту по сердцевине. Внутренняя часть оболочки служит для доставки рассеянного либо флуоресцентного сигнала в обратном направлении по волокну к приемнику излучения, который может располагаться рядом с источником излучения [105]. Экспериментальные исследования показывают, что такая конструкция волокна обеспечивает высокие эффективности зондирования химических и биологических растворов методами однофотонной и двухфотонной люминесценции. Микроструктурированная оболочка волокна может использоваться также в виде системы микрокапилляров, заполняемых предельно малым объемом исследуемого раствора. Излучение, распространяющееся вдоль сердцевины волокна, вызывает люминесценцию регистрируемых молекул [106]. С помощью такого протокола МС-волоконные сенсоры могут быть интегрированы в системы хранения и обработки химических и биологических данных, включая биочипы, для считывания и преобразования хранимой информации.

Периодичность расположения воздушных отверстий в оболочке волокна является ключевым фактором для формирования волноводных мод в микроструктурированных волокнах с полый сердцевиной [66 - 68] (рис. 3е). 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, т.к. 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 [107, 108], включая ВКР [107, 109], четырехволновые взаимодействия [110, 111], когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС) [112, 113] и фазовую самомодуляцию [114].

Подобные волокна также могут быть использованы создания компрессоров [115], переключателей [116], ограничителей [117] и диодов [118] для мощных лазерных импульсов. Полые ФК-волокна применяются для передачи мощного лазерного излучения для целей микрообработки материалов [119, 120] и лазерной биомедицины [121]. Явления временного и пространственного самовоздействия мощных лазерных импульсов в полых ФК-волноводах приводят к формированию временных солитонов [122, 123] и самоканалированию [124] излучения, позволяя реализовать новые режимы транспортировки сверхкоротких импульсов сильных световых полей. На основе полых ФК-волокон создаются новые, совместимые с волоконными технологиями газовые кюветы для эффективного преобразования частоты излучения нелинейной спектроскопии [109, 125, 126].

В дальнейшем мы рассмотрим различные типы МС-волокон, обеспечивающих высокие эффективности генерации суперконтинуума и позволяющих осуществить различные виды спектрально-временного преобразования коротких лазерных импульсов. Мы подробнее остановимся на физических механизмах генерации суперконтинуума, рассмотрим различные сценарии спектрального уширения и преобразования частоты лазерного излучения в МС-волокнах, а также обсудим приложения МС-волоконных генераторов белого света и преобразователей частоты в области нелинейной спектроскопии и микроскопии, а также для решения задач оптической метрологии.

## **6.2. Нелинейно-оптические взаимодействия сверхкоротких импульсов в микроструктурированных волокнах**

Генерация суперконтинуума в МС-волокнах представляет интерес как сложное физическое явление и как способ создания новых эффективных источников широкополосного излучения [27, 76, 77, 127]. Некоторые из механизмов спектрального уширения лазерных импульсов в МС-волокнах аналогичны физическим процессам, приводящим к генерации суперконтинуума в объеме твердого тела или газовой среды. Однако имеется целый ряд особенностей и режимов, характерных только для нелинейно-оптических взаимодействий в МС-волокнах, не наблюдающихся ни в объеме твердого тела, ни в газовой фазе, ни в обычных оптических волокнах. Ключевые преимущества МС-волокон как генераторов белого света и преобразователей частоты связаны с возможностями активного формирования профиля дисперсии волноводных мод [74] и управления

оптической нелинейностью путем изменения структуры МС-волокна [60]. Структурная модификация дисперсии МС-волокон позволяет сформировать частотные профили ДГС, которые не могут быть реализованы с помощью стандартных волоконных технологий. Уникальные дисперсионные свойства МС-волокон позволяют наблюдать новые нелинейно-оптические явления, такие как подавление солитонного сдвига частоты [128], генерация третьей гармоники на частоте, отличной от утроенной частоты накачки [128 - 130], скалярные [131] и векторные [132] модуляционные неустойчивости новых типов. Определенный тип структуры МС-волокна позволяет добиться сдвига точки нулевой ДГС в область 750 - 800 нм. Волокна этого класса позволяют наблюдать интересные солитонные явления для фемтосекундных импульсов лазера на титанате сапфира и обеспечивают высокие эффективности нелинейно-оптического преобразования таких импульсов, включая возможность эффективной генерации спектральных компонент в видимой части спектра.

Основные физические механизмы эффективной генерации суперконтинуума в МС-волокнах связаны с фазовой само- и кросс-модуляцией, четырехволновыми взаимодействиями и модуляционными неустойчивостями. Наибольшие эффективности спектрального преобразования сверхкоротких импульсов в МС-волокнах достигаются в режиме аномальной дисперсии. В этом режиме ключевую роль играют солитонные явления, такие как солитонный сдвиг частоты [133, 134], приводящий к низкочастотному смещению центральной частоты солитона, и солитонные неустойчивости [135, 136], индуцирующие излучение новых спектральных компонент, смещенных в высокочастотную область спектра. Межмодовое фазовое согласование может приводить к возникновению интенсивного сигнала вблизи частоты третьей гармоники [128 - 130, 137 - 143], который может вносить существенный вклад в генерацию широкополосного излучения на выходе волокна. Явления ФСМ, ВКР и ЧВВ были рассмотрены в разделе 5. Ниже мы подробнее остановимся на модуляционной неустойчивости, солитонных явлениях и генерации третьей гармоники, а также обсудим вклад этих явлений в генерацию белого света в МС-волокнах.

### **6.2.1. Модуляционная неустойчивость и параметрическое преобразование частоты сверхкоротких световых импульсов**

### 6.2.1.1. Модуляционная неустойчивость фемтосекундных импульсов в микроструктурированных волокнах

Для широкого класса нелинейных систем физической, химической и биологической природы характерно явление модуляционной неустойчивости. Неустойчивость этого типа приводит к изменению характера волнового процесса в условиях одновременного действия нелинейности и дисперсии среды и образованию импульсно-пиковой структуры во временном или пространственном представлении. Модуляционные неустойчивости наблюдаются в гидродинамике [144], нелинейной оптике [145], физике плазмы [146], а также характерны для вещества в состоянии бозе-эйнштейновской конденсации [147].

В нелинейной оптике модуляционная неустойчивость проявляется в преобразовании спектра, временной формы и пространственного профиля лазерного излучения [32, 148]. Высокие значения коэффициентов усиления новых частотных компонент, возникающих в спектре лазерного излучения в результате модуляционной неустойчивости, достигаются в оптических волокнах [32, 149], обеспечивающих большие длины нелинейно-оптического взаимодействия.

Простейший режим модуляционной неустойчивости для импульсного режима нелинейно-оптических взаимодействий в оптическом волокне можно пояснить на основе соотношений (15), (19), выражающих условие фазового согласования для параметрического ЧВВ-процесса  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ . Эффективность генерации стоксовой и антистоксовой компонент, согласно соотношению (20), оказывается особенно эффективной когда центральная частота импульса накачки лежит в области аномальной дисперсии,  $\beta_2(\omega_p) < 0$ , а частотная отстройка  $\Omega$  удовлетворяет равенству

$$\Omega = \pm \left( \frac{2\gamma P}{|\beta_2(\omega_p)|} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Анализ связанных уравнений для амплитуд стоксова и антистоксова полей и поля накачки показывает [32], что в окрестности частот  $\omega_p \pm \Omega$  существуют области экспоненциального роста амплитуд стоксова и антистоксова полей. Поле накачки, таким образом, оказывается неустойчиво относительно малых возмущений на частотах  $\omega_p \pm \Omega$ . Аналогичный вывод следует из анализа устойчивости стационарного решения нелинейного уравнения Шредингера

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} = i\gamma |A|^2 A \quad (22)$$

для нормированной амплитуды поля  $A$ .

Стационарное решение этого уравнения оказывается неустойчивым [32] относительно гармонических возмущений, амплитуды которых проявляют тенденцию к экспоненциальному росту с максимумом усиления на частоте, удовлетворяющей соотношению (21).

Явление модуляционной неустойчивости в МС-волокнах обеспечивает высокие эффективности преобразования частоты лазерного излучения [131, 150], а само волокно, работающее в режиме модуляционной неустойчивости, может служить эффективным источником коррелированных фотонных пар [87, 88]. На рис. 5 представлен характерный спектр лазерного излучения, трансформированный за счет скалярной модуляционной неустойчивости в МС-волокне [151]. В качестве импульсов накачки в экспериментах [151] использовались неусиленные импульсы титан-сапфирового лазера с энергией 0.1 - 1.0 нДж, длительностью около 50 фс, центральной длиной волны 795 нм и частотой повторения 10 МГц. Излучение заводилось в один из боковых микроканалов МС-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис. 5. Дисперсия групповой скорости для используемого волноводного канала проходила через нуль на длине волны  $\lambda_z \approx 720$  нм. Таким образом, для центральной длины волны излучения накачки обеспечивался режим аномальной дисперсии. В спектре излучения, регистрируемом на выходе МС-волокна наблюдаются интенсивные стоксова и антистоксова компоненты. Для характерных значений энергии импульсов накачки  $E \approx 0.5$  нДж, длительности импульсов  $\tau \approx 50$  фс, ДГС  $D \approx 30$  пс/нм/км, нелинейного коэффициента  $\gamma \approx 50$  Вт<sup>-1</sup>км<sup>-1</sup> формула (21) дает  $\Omega_{\max}/2\pi \approx 50$  ТГц, что с хорошей точностью согласуется с положениями стоксовой и антистоксовой компонент в спектре на выходе МС-волокна (рис. 5). Экспериментальные результаты, таким образом, указывают на возможность использования модуляционной неустойчивости для эффективного преобразования частоты и параметрического усиления фемтосекундных лазерных импульсов, а также для создания эффективных и компактных волоконно-оптических источников коррелированных фотонных пар.

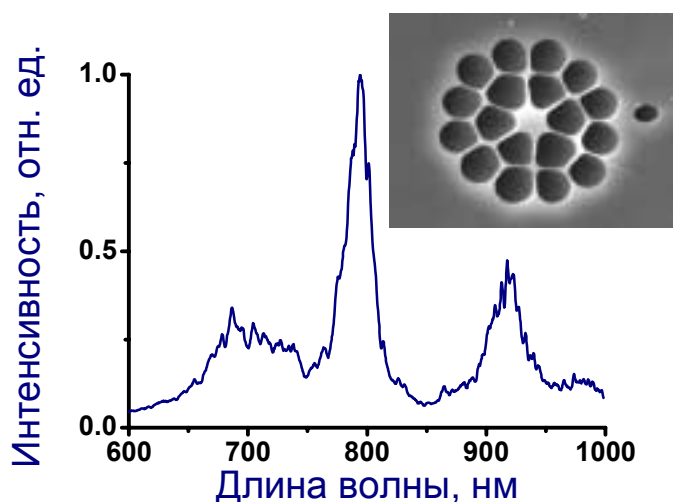


Рис. 5. Генерация боковых компонент в спектре лазерного импульса излучения титан-сапфирового лазера, прошедшего через МС волокно со структурой поперечного сечения, показанной на вставке. Начальная длительность лазерного импульса - 50 фс. Энергия на входе в волокно - 0.5 нДж.

#### 6.2.1.2. Модуляционная неустойчивость, индуцируемая фазовой кросс-модуляцией

Как показано в предыдущем разделе, для параметрического преобразования частоты в режиме скалярной самоиндуцированной модуляционной неустойчивости необходимо обеспечить аномальную дисперсию на центральной частоте излучения накачки. Это требование перестает быть необходимым для двухчастотных взаимодействий лазерных импульсов, сопровождаемых модуляционными неустойчивостями, индуцируемыми явлением ФКМ [32]. Работа [152] посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию модуляционной неустойчивости, индуцированной явлением фазовой кросс-модуляции в поле попутных частотно разнесенных фемтосекундных лазерных импульсов в МС-волокне. Волокно в этом режиме служит высокоэффективным преобразователем частоты маломощных фемтосекундных лазерных импульсов. Управление амплитудой и частотным сдвигом боковых компонент, генерируемых в спектре пробного поля на выходе волокна за счет параметрического четырехволнового взаимодействия, осуществляется путем изменения интенсивности поля накачки.

Рассмотрим явление кросс-модуляционной неустойчивости для двухчастотного поля вида

$$E(x, y, z, t) = F(x, y) \sum_{j=1}^2 A_j(z, t) \exp(i(\beta_j z - \omega_j t)), \quad (23)$$

где  $F(x, y)$  - поперечный профиль поля,  $A_j(z, t)$  - временная огибающая импульса,  $\beta_j$  - постоянная распространения  $\omega_j$  - центральная частота импульса,  $j = 1, 2$ . Приближение медленно меняющихся амплитуд приводит к следующим уравнениям для эволюции импульса накачки ( $j = 1$ ) и пробного поля ( $j = 2$ ) [153]:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{1}{2}\alpha_j A_j + (-1)^{j-1} \delta \frac{\partial A_j}{\partial \tau} + \frac{i}{2}\beta_{2j} \frac{\partial^2 A_j}{\partial \tau^2} = i\gamma_j \left( |A_j|^2 + 2|A_{3-j}|^2 \right) A_j, \quad (24)$$

где

$$\tau = t - \frac{z}{\bar{v}_g}, \quad \bar{v}_g = \frac{v_{g1}^{-1} + v_{g2}^{-1}}{2}, \quad \delta = \frac{1}{v_{g2}} - \frac{1}{v_{g1}}, \quad \beta_{2j} = \left( \frac{d^2 \beta_j}{d\omega^2} \right)_{\omega=\omega_j}, \quad \gamma_j = \frac{n_2 \omega_j}{c S_j},$$

$\alpha_j$  - коэффициенты затухания на частотах полей накачки и пробного поля,  $v_{gj}$  - групповые скорости импульса накачки и пробного импульса,  $n_2$  - нелинейный показатель преломления материала волокна,  $S_j$  - эффективные площади волноводных мод поля накачки и пробного поля.

Пренебрегая оптическими потерями, представим стационарные решения уравнений (24) в виде

$$\bar{A}_j = \sqrt{P_j} \exp(i\phi_j), \quad (25)$$

где  $P_j$  - мощность  $j$ -го поля,  $\phi_j = \gamma_j (P_j + 2P_{3-j})$  - нелинейная фаза.

Зададим малые возмущения стационарных решений (25):

$$A_j = \left( \sqrt{P_j} + a_j \right) \exp(i\phi_j), \quad (26)$$

$$a_j = U_j \exp(i(Kz - \Omega\tau)) + \text{к.с.}, \quad (27)$$

где  $U_j$  - комплексные амплитуды возмущений.

Подставляя (25) - (27) в уравнения (24) и линеаризуя систему относительно амплитуд возмущений  $a_j$ , получим следующее дисперсионное соотношение для волнового числа возмущения  $K$  [153]:

$$\left( \left( K - \frac{\Omega\delta}{2} \right)^2 - h_1 \right) \left( \left( K + \frac{\Omega\delta}{2} \right)^2 - h_2 \right) = C^2, \quad (28)$$

где

$$h_j = \frac{1}{4} \beta_{2j}^2 \Omega^2 \left( \Omega^2 + \frac{4\gamma_j P_j}{\beta_{2j}} \right), \quad C = 2\Omega^2 \sqrt{\beta_{21}\beta_{22}\gamma_1\gamma_2 P_1 P_2}.$$

Стационарные решения (25) становятся неустойчивыми для возмущений с волновыми числами  $K$ , имеющими ненулевую мнимую часть. Усиление

неустойчивостей поля накачки и пробного поля при этом происходит за счет параметрического четырехволнового взаимодействия с волновым синхронизмом, индуцируемым явлением фазовой кросс-модуляции. Коэффициент усиления параметрически генерируемых спектральных компонент определяется выражением

$$G(\Omega) = 2 \operatorname{Im}(K). \quad (29)$$

Воспользуемся выражениями (28) и (29) для анализа кросс-модуляционной неустойчивости в микроструктурированных волокнах, использовавшихся в описанных ниже экспериментах. Волокна были изготовлены из плавленого кварца по стандартной технологии [60], и имели структуру поперечного сечения, показанную на вставке к рис. 5. Диаметр сердцевины волокна составлял 4.3 мкм. Для расчета параметра групповой задержки  $\delta$  и дисперсии групповой скорости (ДГС)  $D = -2\pi c \lambda^{-2} d^2 \beta / d\omega^2$  волноводных мод таких волокон производилось численное решение волнового уравнения для электрического поля. Метод решения был основан на процедуре [154] разложения поля по системе ортогональных полиномов представления двумерного профиля показателя преломления в сечении волокна в виде суммы по произведениям полиномов Эрмита--Гаусса и тригонометрических функций.

На рис. 6а и 6б представлены зависимости групповых скоростей и дисперсии групповой скорости от длины волны, рассчитанные для волноводных мод (показаны на вставках к рис. 6а) для исследуемого типа микроструктурированного волокна. Для основной волноводной моды, как следует из рис. 6б, длина волны излучения хром-форстеритового лазера ( $\lambda_1 = 2\pi c / \omega_1 = 1240$  нм), использовавшегося в наших экспериментах в качестве поля накачки, лежит в области аномальной дисперсии. Длина волны излучения второй гармоники этого лазера ( $\lambda_2 = 2\pi c / \omega_2 = 620$  нм), служившего в наших экспериментах в качестве пробного поля, лежит в области нормальной дисперсии. Групповая задержка импульса накачки и пробного импульса в таком волокне составляет  $\delta = 20$  пс/м.

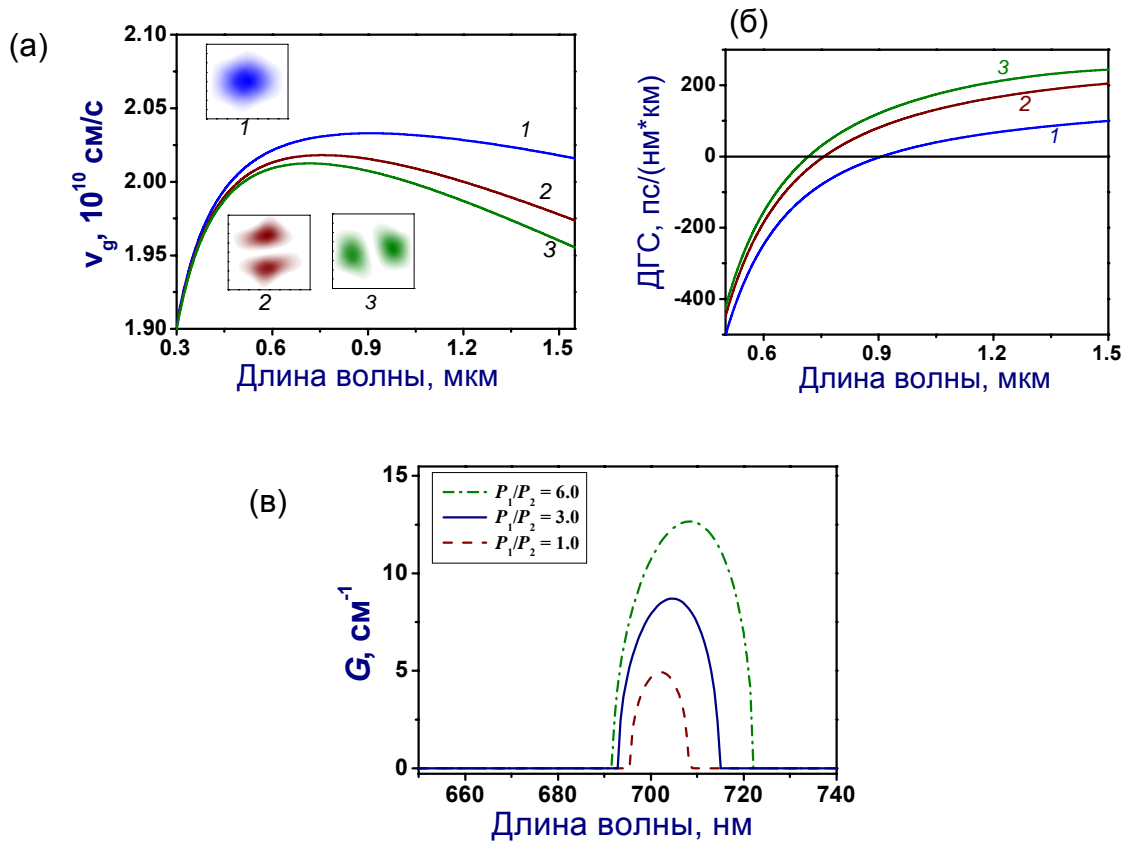


Рис. 6. Групповая скорость (а) и дисперсия групповой скорости (б) для трех волноводных мод (1 - 3) микроструктурированного волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис. 5. Профили интенсивности поля в волноводных модах 1 - 3 представлены на вставке к рис. 6а. (в) Коэффициент усиления кросс-модуляционной неустойчивости, рассчитанный с помощью выражений (6) и (7) в зависимости от длины волны излучения при различных отношениях мощностей поля накачки  $P_1$  и пробного поля  $P_2$  для волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис. 5. Центральная длина волны поля накачки  $\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1 = 1240$  нм, центральная длина волны пробного поля  $\lambda_2 = 2\pi c/\omega_2 = 620$  нм, групповая задержка  $\delta = 20$  пс/м.

На рис. 6в приведены результаты расчетов, выполненных с помощью выражений (6) и (7) для коэффициента усиления кросс-модуляционной неустойчивости пробного поля с центральной длиной волны 620 нм в волокне рассматриваемого типа. Выполненные расчеты указывают [152] на возможности достижения высоких эффективностей параметрического преобразования частоты пробного поля. Перестройка длины волны параметрического сигнала, как показывают результаты расчетов, достигается за счет варьирования параметра групповой задержки и отношения мощностей поля накачки  $P_1$  и пробного поля  $P_2$ . При изменении отношения  $P_1/P_2$  от 1 до 6 длина волны, соответствующая

максимальному значению коэффициента усиления  $G$  параметрического сигнала при фиксированном значении групповой расстройки  $\delta = 20$  пс/м, как видно из рис. 6в, плавно перестраивается в области 703 -- 714 нм.

Лазерная система, использовавшаяся в экспериментах [155], состояла из задающего лазера на кристалле  $\text{Cr}^{4+}$ : форстерит, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрессора и кристалла для удвоения частоты. Для накачки задающего лазера использовался волоконный иттербиевый лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 50 - 70 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов составляла 1250 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла около 180 мВт. Усиление фемтосекундных импульсов, формируемых задающим генератором, производилось при помощи регенеративного усилителя, накачиваемого излучением Nd: YLF-лазера. Сжатие лазерных импульсов, усиленных до энергии порядка 100 мкДж, производилось в решеточном компрессоре, обеспечивавшем длительность выходных импульсов в диапазоне 50 - 150 фс. Удвоение частоты излучения лазера на хром-форстерите производилось с помощью кристалла LBO.

В экспериментах использовались импульсы накачки и пробного поля с начальной длительностью около 100 фс. Энергия пробного импульса фиксировалась на уровне 2 нДж. Энергия импульса накачки варьировалась в диапазоне от 1 до 50 нДж. Длина волокна составляла 5 см. При низких энергиях излучения накачки пробный импульс испытывал лишь незначительное уширение (рис. 7а) за счет фазовой самомодуляции в микроструктурированном волокне.

Увеличение энергии излучения накачки приводило к заметным изменениям в спектре пробного импульса на выходе волокна (рис. 7б-7е). Как основные тенденции трансформации спектра пробного импульса, так и значения частот боковых компонент в спектре выходного импульса согласуются с результатами теоретического анализа. В частности низкочастотная компонента, возникающая в спектре пробного импульса на выходе волокна, при энергии импульса накачки 14 нДж имеет центральную длину волны около 700 нм (рис. 7б-7е). Именно в этой спектральной области, согласно выполненным расчетам, достигается максимальное значение коэффициента усиления  $G$ .

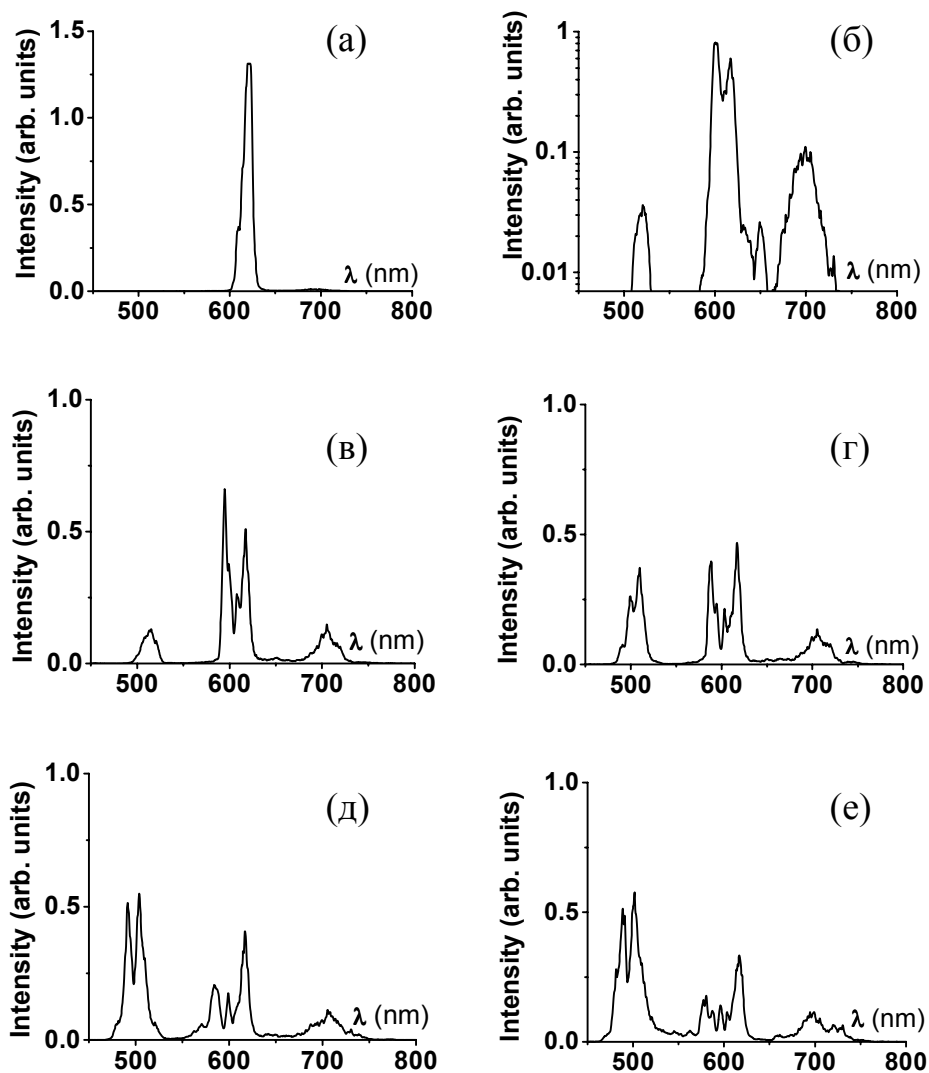


Рис. 7. Спектры пробного поля на выходе микроструктурированного волокна длиной 5 см. Мощность импульсов накачки составляет (а) 3, (б) 7, (в) 30, (г) 42, (д) 70, (е) 100 кВт. Мощность пробного поля - 8 кВт.

При увеличении мощности поля накачки наблюдается плавная перестройка частот и амплитуд боковых спектральных компонент (рис. 7б-7е). В частности при увеличении отношения  $P_1/P_2$  от 3.5 до 7.0 максимум низкочастотной боковой компоненты в спектре пробного импульса, как видно из рис. 7, перестраивается с длины волны 702 на длину волны 712 нм, что находится в хорошем согласии с результатами расчетов (рис. 6в). Таким образом, как основные тенденции, так и наиболее важные количественные характеристики явления параметрической генерации боковых компонент в спектре пробного фемтосекундного импульса в поле попутного импульса накачки в исследованных микроструктурированных волокнах в

целом правильно описываются в рамках стандартной модели кросс-модуляционной неустойчивости.

Представленные в настоящем разделе результаты указывают на возможность использования явления кросс-модуляционной неустойчивости для эффективного параметрического преобразования частоты фемтосекундных лазерных импульсов малой мощности. Управление амплитудой и частотным сдвигом боковых компонент, генерируемых в спектре пробного поля на выходе волокна за счет параметрического четырехволнового взаимодействия, осуществляется путем изменения интенсивности поля накачки.

### **6.2.2. Солитонный сдвиг частоты**

Распространение оптических солитонов в среде с запаздывающей нелинейностью сопровождается постепенным сдвигом центральной частоты солитона в длинноволновую область спектра [133, 134]. В спектральном представлении этот эффект наглядно интерпретируется как вынужденное комбинационное усиление низкочастотной части спектра солитона за счет его высокочастотного крыла [32]. Это явление, получившее название солитонного самосдвига частоты (ССЧ), позволяет создавать волоконно-оптические элементы для перестройки частоты сверхкоротких лазерных импульсов. Микроструктурированные волокна обеспечивают существенное увеличение скорости ССЧ [156] за счет высокой степени концентрации лазерного излучения в сердцевине МС-волокна с малой площадью поперечного сечения. Для обеспечения высокой эффективности ввода энергии маломощных сверхкоротких лазерных импульсов в сдвигаемый по частоте солитон используются специальные профили дисперсии волноводных мод, формируемые путем оптимизации геометрии поперечного сечения МС-волокна [157]. Благодаря этому уникальному сочетанию новых возможностей, МС-волокна позволяют использовать явление ССЧ для плавной перестройки маломощных импульсов с длительностью огибающей, соответствующей нескольким периодам оптического поля [158], а также реализовать новые удобные и надежные схемы синхронизации импульсов накачки и затравки в оптических параметрических усилителях чирпированных импульсов [159].

Начальная длительность импульса – один из ключевых параметров, определяющих режим ССЧ. Анализ ССЧ с помощью нелинейного уравнения Шредингера в предположении линейной зависимости коэффициента ВКР-усиления

$R(\nu)$  от частоты приводит [160] к следующей сильной зависимости скорости сдвига центральной частоты солитона  $\nu_0$  с расстоянием  $z$  от длительности солитона  $\tau_0$ :  $d\nu_0/dz \propto \tau_0^{-4}$ . Отклонение  $R(\nu)$  от линейной зависимости и влияние эффектов дисперсии высокого порядка могут приводить к нарушению закона  $d\nu_0/dz \propto \tau_0^{-4}$ . Следует ожидать, что отклонения от этого закона должны быть особенно заметными в наиболее интересном случае импульсов с начальной длительностью  $\tau_0$ , меньшей периода колебаний комбинационной моды  $\tau_R$  (для плавленого кварца  $\tau_R \approx 80$  фс [32]) Экспериментальное исследование явления ССЧ в режиме  $\tau_0 \ll \tau_R$  показывает [157, 158], что при определенных профилях спектральной фазы для импульсов с начальной длительностью  $\tau_0 \approx 6$  фс удается достичь спектрального сдвига, превышающего 180 ТГц.

В работе [161] исследуются особенности явления солитонного сдвига частоты субнаноуджоулевых сверхкоротких лазерных импульсов в микроструктурированных волокнах в режиме  $\tau_0 < \tau_R$ . Результаты экспериментов показывают, что уменьшение начальной длительности импульса позволяет достичь существенного увеличения скорости солитонного сдвига частоты. Характерный сдвиг частоты для субнаноуджоулевых импульсов титан-сапфирового лазера с начальной длительностью около 30 фс в волокне с диаметром сердцевины около 1.6 мкм и длиной около 7 см в условиях выполненных экспериментов превышает 100 ТГц.

Для анализа спектральной и временной динамики солитона в МС-волокне численно решается обобщенное нелинейное уравнение Шредингера [52]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \sum_{k=2}^6 \frac{(i)^k}{k!} \beta^{(k)} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k} + i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \left( A(z, \tau) \int_{-\infty}^{\infty} R(\eta) |A(z, \tau - \eta)|^2 d\eta \right), \quad (30)$$

где  $A$  – огибающая импульса,  $\beta^{(k)} = \partial^k \beta / \partial \omega^k$  – коэффициенты разложения постоянной распространения  $\beta$  волноводной моды в ряд Тейлора,  $\omega_0$  – несущая частота,  $\tau$  – время в сопровождающей системе координат,  $\gamma = (n_2 \omega_0) / (c S_{eff})$  – коэффициент нелинейности,  $n_2$  – коэффициент, определяющий керровскую добавку к показателю преломления,  $S_{eff}$  – эффективная площадь волноводной моды,  $R(t)$  – запаздывающий нелинейный отклик. Для плавленого кварца  $n_2 \approx 3.2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт, и имеется следующая модель рамановского отклика [52, 162]:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R \Theta(t) \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (31)$$

где  $f_R = 0.18$  – парциальный вклад рамановского отклика,  $\delta(t)$  – дельта-функция,  $\Theta(t)$  – функция единичной ступеньки Хевисайда,  $\tau_1 = 12.5$  фс и  $\tau_2 = 32$  фс – характерные времена рамановского отклика плавленого кварца.

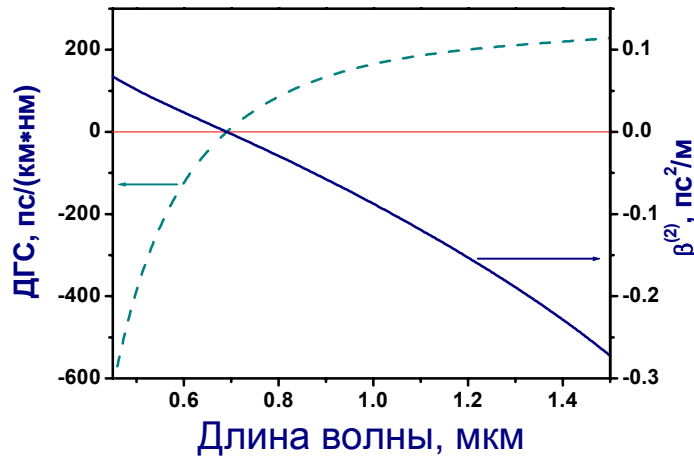


Рис. 8. Зависимость дисперсия групповой скорости (штриховая линия) и коэффициента  $\beta^{(2)}$  (сплошная линия) от длины волны излучения для основной моды МС-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке.

Для расчета  $\beta^{(k)}$  численно решались уравнения Максвелла для поперечных составляющих электрического и магнитных полей с использованием метода разложения по полиномам Эрмита-Гаусса [161]. Решение производилось для МС-волокна с диаметром сердцевины, равной 1.6 мкм, и структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис. 8. Найденные с помощью данной численной процедуры постоянные распространения  $\beta$  представлялись в виде полинома

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \sum_{k=1}^6 \frac{\beta^{(k)}}{k!} (\omega - \omega_0)^k.$$

Допускаемая ошибка аппроксимации в диапазоне длин волн 580 – 1220 нм задавалась на уровне 0.1%. Требуемая точность для центральной частоты  $\omega_0$ , соответствующей длине волны 800 нм, достигалась при использовании следующего набора коэффициентов разложения:  $\beta^{(2)} \approx -0.0293$  пс<sup>2</sup>/м,  $\beta^{(3)} \approx 9.316 \cdot 10^{-5}$  пс<sup>3</sup>/м,  $\beta^{(4)} \approx -9.666 \cdot 10^{-8}$  пс<sup>4</sup>/м,  $\beta^{(5)} \approx 1.63 \cdot 10^{-10}$  пс<sup>5</sup>/м,  $\beta^{(6)} \approx -3.07 \cdot 10^{-13}$  пс<sup>6</sup>/м. Отрицательное значение коэффициента  $\beta^{(2)}$  означает, что длина волны 800 нм лежит в области аномальной дисперсии, и фемтосекундные импульсы с такой центральной длиной волны могут формировать солитоны при распространении в МС волокне. Зависимости дисперсии групповой скорости (ДГС) и коэффициента  $\beta^{(2)}$  от длины волны излучения для основной моды МС-волокна показаны на рис. 8. Нуль

дисперсии групповой скорости, как видно из графиков, достигается на длине волны  $\lambda_z \approx 690$  nm.

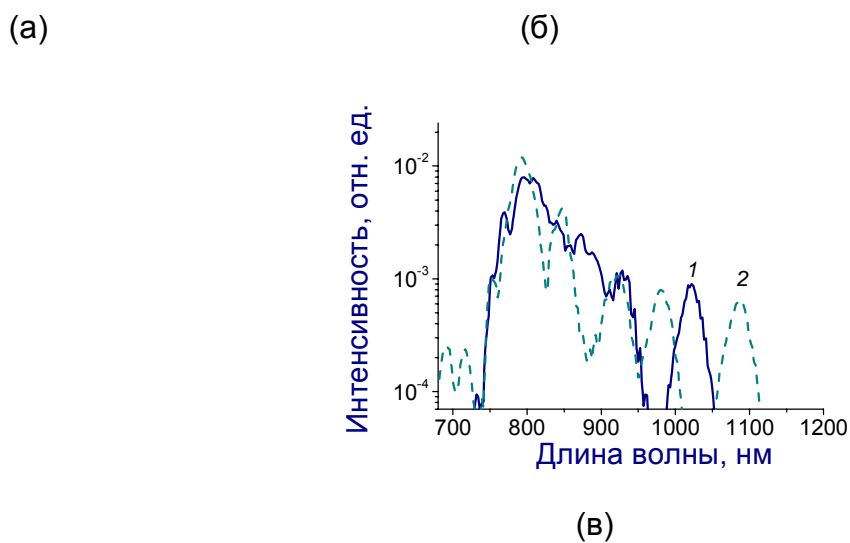


Рис. 9. Эволюция (а) временной огибающей и (б) спектра интенсивности лазерного импульса с начальной длительностью 30 фс и энергией 0.3 нДж в МС-волокне. (в) Спектр излучения титан-сапфирового лазера на выходе МС-волокна длиной 7 см. Начальная длительность импульса - 30 фс. Начальная энергия импульса - (1) 340 пДж, (2) 540 пДж.

На рис. 9а и 9б представлена эволюция спектра и временной огибающей для импульсов с начальной длительностью 30 фс, распространяющихся в МС-волокне с определенными выше параметрами дисперсии  $\beta^{(k)}$ . Распространение излучения вдоль волокна сопровождается образованием характерных изолированных структур в спектре и временной огибающей поля, свидетельствующих о формировании солитонов. Запаздывание нелинейного отклика приводит к длинноволновому сдвигу частоты солитонных структур – явлению, известному как солитонный сдвиг частоты. В условиях аномальной ДГС низкочастотные составляющие в спектре излучения распространяются медленнее высокочастотных компонент. В результате рамановские солитоны оказываются изолированными во времени (рис. 9а) и по

спектру (рис. 9б) относительно несолитонной части распространяющегося светового импульса.

Численные расчеты указывают на существенное увеличение скорости солитонного сдвига частоты при уменьшении начальной длительности импульса. Этот результат согласуется с качественными предсказаниями, сделанными на основе анализа нелинейного уравнения Шредингера в ранних работах по теории ССЧ [160]. Для наглядного физического объяснения этого эффекта рассмотрим подробнее свойства функции  $\Psi(z, \tau) = \int R(\eta) |A(z, \tau - \eta)|^2 d\eta$ , ответственной за возникновение длинноволнового сдвига в уравнении эволюции сверхкороткого импульса (30). Функция  $\Psi(z, \tau)$  представляет собой свертку временной огибающей интенсивности поля и функции  $R(t)$ , описывающей запаздывающий (рамановский) отклик нелинейного материала. Рамановский отклик  $R(t)$  плавленого кварца с хорошей точностью аппроксимируется (выражение (31)) быстро затухающей осциллирующей функцией с периодом  $\tau_R = 2\pi\tau_1 \approx 80$  фс. Для световых импульсов длительностью  $\tau_0 \gg \tau_R$  функция  $\Psi(z, \tau)$  практически совпадает с временной огибающей интенсивности светового поля. Влияние запаздывания нелинейного отклика на эволюцию светового импульса при этих условиях оказывается слабым, и длинноволновый сдвиг частоты рамановского солитона характеризуется низкой скоростью  $d\nu_0/dz$ .

Для коротких импульсов,  $\tau_0 < \tau_R$ , функция  $\Psi(z, \tau)$  может существенно отличаться от временной огибающей интенсивности светового импульса. Отклонение  $\Psi(z, \tau)$  от временного профиля интенсивности увеличивается при уменьшении длительности импульса, что приводит к увеличению скорости сдвига частоты  $d\nu_0/dz$ . Численный анализ солитонной динамики показывает, что при уменьшении начальной длительности импульса с 50 до 30 фс, солитонный сдвиг частоты для участка МС-волокна длиной 7 см возрастает в 1.5 - 2 раза.

Для экспериментального исследования солитонного сдвига частоты сверхкоротких световых импульсов в МС-волокнах использовался автостартующий титан-сапфировый лазерный источник с многослойными полупроводниковыми зеркалами, накачка которого осуществлялась излучением аргонового лазера. С помощью стандартных микро-объективов лазерное излучение фокусировалось на входной торец МС-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис. 8. Спектр излучения на выходе МС-волокна измерялся при помощи

спектроанализатора Ando. Модовый состав излучения на выходе МС-волокна контролировался при помощи CCD-камеры.

Энергия лазерного импульса на входе в МС-волокно выбиралась таким образом, чтобы обеспечить возбуждение фундаментального солитона. С учетом потерь на заведение излучения в волокно начальная энергия импульса длительностью 30 фс в МС-волокне составляла 0.3 нДж. Начальный этап распространения излучения в волокне в соответствии с результатами численного моделирования (рис. 9а, 9б) сопровождался сложной эволюцией спектра и временной структуры световых импульсов. Нелинейно-оптическая трансформация спектра излучения в рассматриваемых условиях в основном определялась явлениями фазовой самомодуляции, вынужденного комбинационного рассеяния и параметрическими четырехволновыми взаимодействиями.

На длине волокна порядка нескольких сантиметров наблюдается формирование изолированных спектральных компонент, сдвинутых в низкочастотную область относительно спектра входного импульса (рис. 9в). Для импульсов с начальной длительностью 30 фс в спектре излучения, регистрируемом на выходе МС-волокна длиной 7 см, наблюдается изолированная спектральная компонента с центральной длиной волны около 1020 нм (линия 1 на рис. 9в). Сдвиг частоты относительно центральной частоты излучения накачки при этом превышает 100 ТГц. Увеличение энергии входного излучения в описываемых экспериментах не всегда приводило к заметному изменению максимального частотного сдвига солитонов, что, по-видимому, связано с возбуждением высших волноводных мод и формированием солитонов высоких порядков (линия 2 на рис. 9в).

Результаты выполненных экспериментов и численных расчетов выявляют важные особенности явления солитонного сдвига частоты лазерных импульсов с начальной длительностью, меньшей периода колебаний комбинационной моды нелинейного материала. Показано, что уменьшением начальной длительности импульса удается добиться существенного увеличения скорости солитонного сдвига частоты в кварцевых микроструктурированных волокнах. Для импульсов титан-сапфирового лазера с начальной длительностью около 30 фс микроструктурированное волокно с диаметром сердцевины около 1.6 мкм и длиной около 7 см обеспечивает сдвиг частоты, превышающий 100 ТГц.

В условиях малых флуктуаций мощности вводимого в волокно импульса сильная зависимость ССЧ от параметров входного импульса приводит к

нежелательным изменениям центральной длины волны и флуктуациям времени задержки смещенного по частоте солитона. Этот фактор ограничивает точность временной синхронизации смещенного по частоте солитона со сверхкоротким импульсом затравки в схеме оптического параметрического усиления чирпированных импульсов с использованием явления ССЧ [159]. В работах [163, 164] показано, что начальный этап быстрого ССЧ может сменяться режимом, в котором смещение частоты солитона существенно замедляется. Частотная зависимость ДГС и обусловленное дифракцией увеличение в области длинных волн эффективной площади волноводной моды приводят к существованию асимптотического предела ССЧ, определяемого профилем дисперсии и видом частотной зависимости площади волноводной моды. Численный анализ обобщенного НУШ (уравнение (30) с учетом частотной зависимости площади волноводной моды) указывает на замедление частотного сдвига солитона [165, 166], а также сверхкороткого импульса более общего вида [167] по мере распространения излучения в оптическом волокне. Результаты численных расчетов, представленных в работах [165, 166], прямо указывают на замедление ССЧ, вызванное частотной зависимостью эффективной площади волноводной моды. Замедление ССЧ, связанное с рассмотренными выше факторами, уменьшает нежелательные изменения центральной длины волны и флуктуации времени задержки смещенного по частоте солитона относительно импульса на входе волокна. Это обстоятельство позволяет улучшить точность временной синхронизации импульсов накачки и затравки в схеме оптического параметрического усиления чирпированных импульсов на основе ССЧ [159].

### **6.2.3. Неустойчивость солитонов и излучение дисперсионных волн**

Устойчивость солитонных решений нелинейного уравнения Шредингера (22) обусловлена тем обстоятельством, что спектр солитонных волновых чисел лежит в области частот, запрещенной для линейных дисперсионных волн. Между солитоном и множеством дисперсионных волн, таким образом, всегда существует расстройка волновых чисел, препятствующая передачи энергии от солитона к дисперсионным волнам. Солитон, однако, оказывается неустойчив по отношению к возмущениям с волновыми числами, принадлежащими солитонному спектру. К возникновению таких возмущений приводит дисперсия высших порядков [135, 136]. Резонансный обмен энергией между солитоном и линейной дисперсионной волной,

индуцируемый дисперсией высших порядков, является одним из наиболее важных механизмов генерации видимой части спектра суперконтинуума в МС-волокнах [168].

Для того чтобы проиллюстрировать основные закономерности солитонных неустойчивостей, приводящих к генерации смещенных в высокочастотную область спектральных компонент, представим постоянную распространения солитона  $\beta_s$  на частоте  $\omega$  в виде степенного ряда

$$\beta_s(\omega) = \beta(\omega_s) + \frac{1}{u}(\omega - \omega_s) + \frac{\gamma P}{2}, \quad (32)$$

где  $\omega_s$  - центральная частота спектра солитона.

Постоянную распространения дисперсионной моды на частоте  $\omega$  запишем в виде ряда

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_s) + \frac{1}{u}(\omega - \omega_s) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_s)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_s)^3, \quad (33)$$

где  $\beta_3 = \partial^3 \beta / \partial \omega^3 \Big|_{\omega=\omega_s}$  - дисперсия третьего порядка.

Резонансный обмен энергией между солитоном и дисперсионной волной может возникнуть на частоте  $\Omega = \omega - \omega_s$  при выполнении условия

$$\Delta\beta(\Omega) = \beta(\Omega) - \beta_s(\Omega) = \beta_2 \frac{\Omega^2}{2} + \beta_3 \frac{\Omega^3}{6} - \frac{\gamma P}{2} = 0 \quad (34)$$

В режиме низкой мощности, когда слагаемое  $\gamma P/2$  в левой части уравнения (34) много меньше первых двух слагаемых, резонансный обмен между солитоном и дисперсионной волной происходит на частоте

$$\Omega_0 \approx -\frac{3\beta_2}{\beta_3}. \quad (35)$$

В области существования солитонного режима имеем  $\beta_2 < 0$ . Вблизи нуля ДГС дополнительно выполняется неравенство  $\beta_3 > 0$ . Величина  $\Omega$  в этом режиме положительна, и резонансный обмен энергией между солитоном и дисперсионной волной приводит к генерации спектральных компонент, смещенных в высокочастотную область относительно центральной частоты солитона.

При  $P \neq 0$  кубическое уравнение (34) может быть точно разрешено относительно  $\Omega$  с помощью формулы Кардано [169]. При малом  $P$  приближенное решение этого уравнения может быть найдено методом последовательных итераций. В последнем случае имеем

$$\Omega \approx -\Omega_0 \left( 1 - \frac{\gamma P}{\beta_2 \Omega_0^2} \right). \quad (36)$$

В случае, когда дисперсия четвертого порядка играет более важную роль, чем дисперсия третьего порядка, и постоянная распространения дисперсионной моды на частоте  $\omega$  имеет вид

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_s) + \frac{1}{u}(\omega - \omega_s) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_s)^2 + \frac{\beta_4}{24}(\omega - \omega_s)^4, \quad (37)$$

где  $\beta_4 = \partial^4 \beta / \partial \omega^4 \big|_{\omega=\omega_s}$ , резонансный обмен энергией между солитоном и дисперсионной волной при малой мощности  $P$  имеет место на частоте

$$\bar{\Omega}_0 \approx \pm \left( -\frac{12\beta_2}{\beta_4} \right)^{1/2}. \quad (38)$$

Важное свойство передачи энергии излучения от солитона дисперсионной волне связано с характером фазового согласования между солитоном и излучаемой волной. Так как фазовая скорость солитона вдоль оси волокна превышает фазовую скорость излучаемой дисперсионной волны, резонансное излучение энергии солитоном происходит под некоторым углом к оси волокна [136]. В этом отношении излучение дисперсионной волны солитоном аналогично испусканию электромагнитного излучения заряженной частицей, движущейся в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость излучаемой волны. По аналогии с испусканием электромагнитного излучения быстрыми заряженными частицами излучения дисперсионных волн солитоном часто называется черенковским излучением солитона [136].

Черенковское излучение солитонов проявляется в виде интенсивных спектральных линий в коротковолновой части спектра широкополосного излучения, формируемого на выходе МС-волокна при условии, что хотя бы часть спектра входного излучения попадает в область аномальной дисперсии или переносится в эту область в результате нелинейно-оптических взаимодействий в самом волокне (рис. 4б). На рис. 10 приведены, характерные спектры излучения на выходе МС-волокон, осуществляющих преобразование частоты фемтосекундных импульсов титан-сапфирового (рис. 10а) и хром-форстеритового (рис. 10б) лазеров за счет черенковского излучения солитонов. Линией 4 на рис. 10б показана расстройка постоянных распространения солитона и дисперсионной волны  $\delta\beta_s = \beta_s(\lambda_0) - \beta(\lambda)$ ,

рассчитанная с учетом реальной структуры МС-волокна как функция длины волны  $\lambda$  для солитона с центральной длиной волны  $\lambda_0 = 1.25$  мкм. Как видно из рис. 10б, максимум излучения в видимой области достигается вблизи длины волны, соответствующей условию  $\delta\beta_s = 0$ .

Увеличение длины волокна или начальной энергии импульсов приводит к формированию солитонов высокого порядка и увеличению спектрального интервала, в котором происходит резонансный обмен энергией между солитонами и дисперсионными волнами. Одновременно длинноволновые спектральные компоненты испытывают уширение за счет ФСМ, ЧВВ, модуляционных неустойчивостей, ВКР и солитонного сдвига частоты. В результате этих процессов на выходе волокна формируется излучение с широким непрерывным спектром, наблюдаемое в виде яркого белого света (рис. 4а, 11). Спектральная ширина такого излучения может достигать нескольких октав, перекрывая всю видимую область и часть ИК-диапазона спектра. В следующих разделах мы обсудим пути использования МС-волоконных генераторов белого света и преобразователей частоты для оптической метрологии, а также нелинейной спектроскопии и микроскопии.

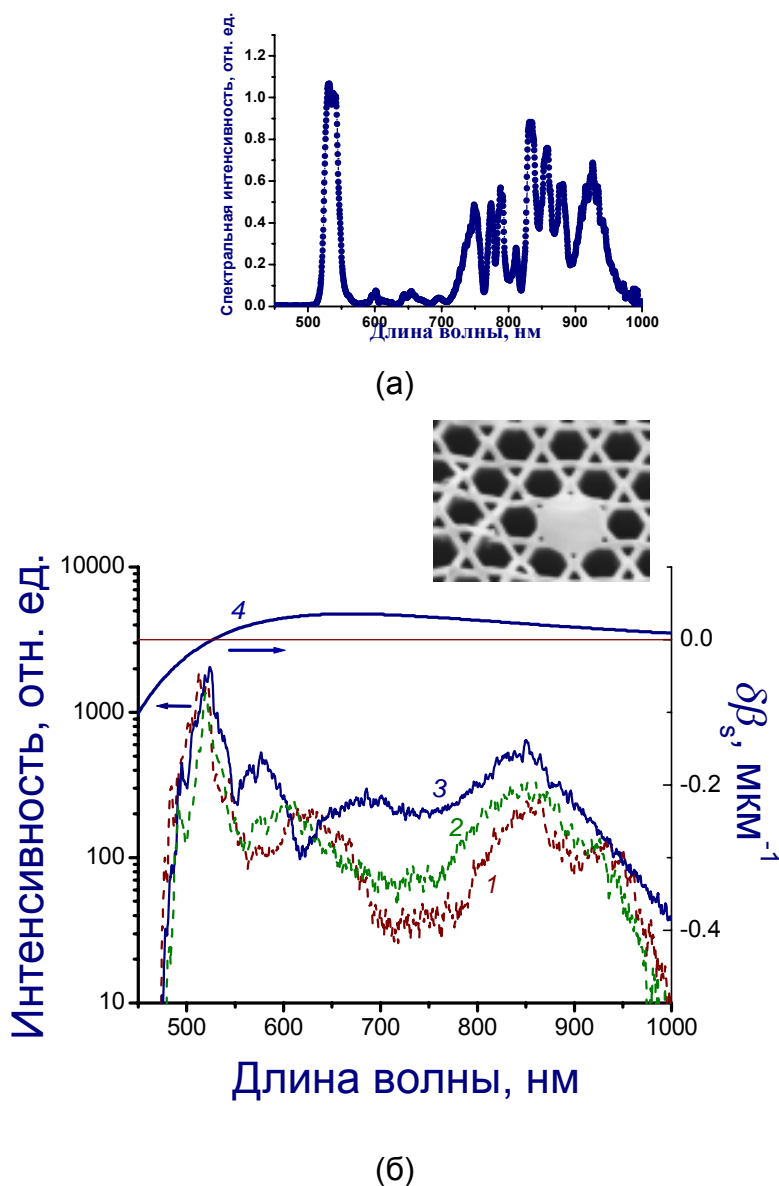


Рис. 10. (а) Спектры неусиленного излучения титан-сапфирового лазера, прошедшего через боковые волноводные микроканалы кварцевого МС-волокна, представленного на вставке к рис. 5. Длина волокна - 10 см. Начальная длительность лазерных импульсов - 50 фс. (б) Спектры излучения хром-форстеритового лазера, прошедшего через МС-волокно из многокомпонентного стекла (показано на вставке) с диаметром сердцевины 2 мкм. Начальная длительность лазерных импульсов - 200 фс, начальная энергия импульсов составляет (1) 20 нДж, (2) 30 нДж, (3) 40 нДж. Длина МС-волокна - 12 см. Линией 4 показана расстройка постоянных распространения  $\delta\beta_s$  между солитоном с центральной длиной волны 1.25 мкм и дисперсионной волной с длиной волны  $\lambda$  в основной волноводной моде МС-волокна.

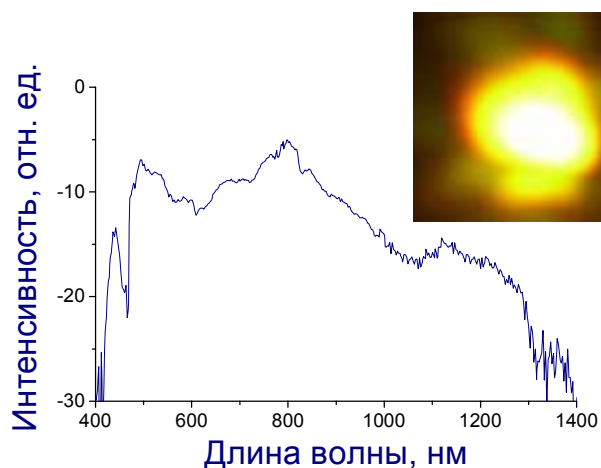


Рис. 11. Спектр излучения суперконтинуума, генерируемого неусиленными импульсами титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 820 нм, начальной длительностью 35 фс и мощностью 320 мВт в кварцевом МС-волокне (показано на вставке к рис. 8) с длиной 30 см.

### 6.3. Оптические волокна из материалов с высокой нелинейностью

Высокая нелинейность МС-волокон обеспечивается их структурой, концентрирующей излучение в сердцевине малого диаметра за счет высокой разности показателей преломления между центральной частью волокна и его оболочкой. Для наиболее распространенных, кварцевых МС-волокон высокими считаются значения коэффициента нелинейности порядка  $\gamma \approx 100 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ . Существенно более высоких характерных значений  $\gamma$  добиться трудно из-за низкой нелинейности плавленого кварца, характеризующегося нелинейным показателем преломления  $n_2 \approx (2 - 3) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . Имеются, однако, другие материалы, обладающие гораздо более высокими нелинейностями и совместимые с волоконными технологиями (обзор таких материалов дан в работе [170]). Исследование возможностей и свойств МС волокон, изготовленных из материалов с высокой нелинейностью, представляет значительный интерес для понимания путей повышения эффективности волноводных нелинейно-оптических взаимодействий, включая генерацию суперконтинуума.

Перспективный для нелинейной оптики класс МС-волокон удается изготовить с использованием свинцово силикатных стекол. В работе [171] исследуются свойства МС-волокон, изготовленных из стекла марки SF57. Нелинейный показатель преломления для стекол этого типа составляет на длине волны 1060 нм  $n_2 \approx 4.1 \cdot 10^{-15}$

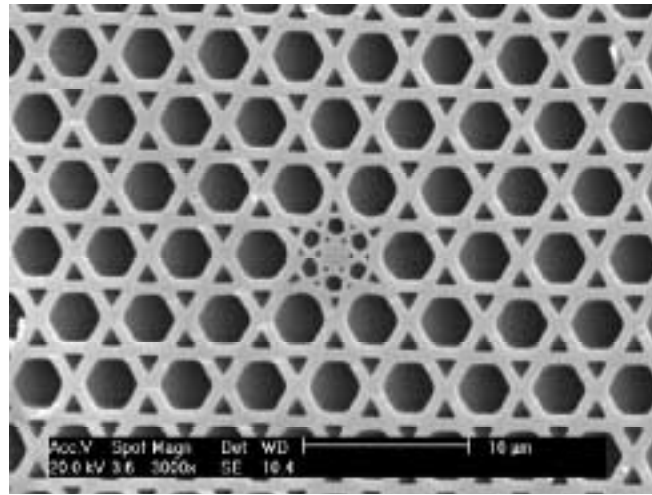
$\text{cm}^2/\text{W}$ , т.е. более чем на порядок превышает нелинейность плавленого кварца. Коэффициент нелинейности, который удается достичь для МС-волокон, изготовленных из таких стекол, составляет  $640 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ . Дисперсия групповой скорости в объеме стекла марки SF57 проходит через нуль на длине волны 1970 нм. Это позволяет создать эффективные преобразователи частоты для излучения эрбиевых волоконных лазерных систем с длиной волны излучения около 1550 нм. Авторами работы [171] наблюдалась эффективная генерация рамановских солитонов в коротком сегменте (длиной 37 см) такого волокна при накачке импульсами эрбиевого лазера с начальной энергией около 50 пДж, длительностью около 1.5 пс и частотой повторения 2.5 ГГц.

В работе [172] сообщается о создании МС-волокон из мягких стекол марки SF6. Нелинейный показатель преломления для таких стекол составляет  $n_2 \approx 2.2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . На длине волны 1550 нм ДГС в объеме стекла SF6 существенно положительна. Для МС-волокон с диаметром сердцевины 2.6 и 4.0 мкм ДГС проходит через нуль в районе длин волн 1.3 и 1.4 мкм соответственно. Волокна этого типа способны обеспечить высокую эффективность генерации суперконтинуума [173] с накачкой излучением полностью волоконной эрбиевой системы в составе генератора и усилителя, генерирующей импульсы излучения с центральной длиной волны 1560 нм, длительностью около 60 фс, энергией около 200 пДж и частотой повторения около 60 МГц. Высокие эффективности спектрального преобразования фемтосекундных импульсов эрбиевых волоконных лазеров обеспечиваются легированными германием кварцевыми волокнами со смещенной дисперсией [174]. Характерный коэффициент нелинейности на длине волны 1550 нм для таких волокон составляет  $\gamma \approx 10 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ . В работе [175] показана возможность эффективной генерации суперконтинуума в таких волокнах при накачке импульсами эрбиевого волоконного лазера в составе генератора и усилителя с центральной длиной волны 1550 нм, длительностью импульса 180 фс и средней мощностью около 50 мВт. МС-волокна из теллуридных стекол [176] позволяют наблюдать эффективное ВКР при накачке субпикосекундными импульсами с энергией около 1 мкДж и длиной волны 1064 нм.

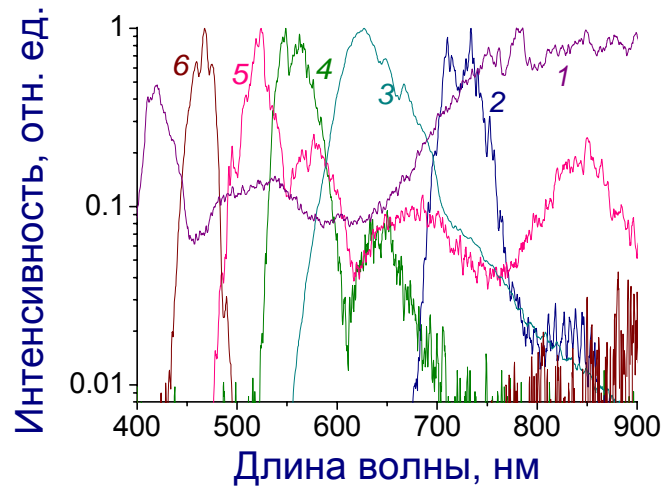
Особый интерес для волноводной и волоконной нелинейной оптики представляют халькогенидные стекла [177]. Нелинейный показатель преломления для материалов этого класса может достигать значений порядка  $10^{-13} \text{ см}^2/\text{W}$ . Некоторые типы халькогенидных стекол прозрачны в ИК диапазоне вплоть до

длины волны 5 мкм и характеризуются высокими коэффициентами ВКР-усиления. В связи с этим халькогенидные стекла могут быть использованы для создания волноводных и волоконных оптических переключателей и сенсоров, а также волоконных рамановских лазеров и усилителей в ближнем, среднем и дальнем ИК диапазонах [178]. О создании халькогенидных МС-волокон и исследовании их свойств сообщается в работе [179].

На вставке к рис. 10б и на рис. 12а представлены изображения МС-волокон, изготовленных из многокомпонентного стекла и предназначенных для спектрально преобразования фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера [180]. Несмотря на высокие коэффициенты нелинейности, обеспечиваемые кварцевыми МС-волокнами с диаметром сердцевины менее 2 - 2.5 мкм, такие волокна не всегда позволяют преобразовать излучение хром-форстеритового лазера в широкополосное излучение с гладким спектром на выходе волокна. При приведенных выше значениях диаметра сердцевины центральная длина волны  $\lambda_0$  излучения хром-форстеритового лазера слишком далеко отстоит от длины волны  $\lambda_z$ , соответствующей нулевому значению ДГС, что часто приводит к возникновению провала между длинноволновой, солитонной частью спектра излучения на выходе волокна и его коротковолновой частью, обусловленной черенковским излучением солитонов и ЧВВ-процессами (см. разделы 5 и 6.2). Многокомпонентное стекло, использованное для изготовления волокна, представленного на вставке к рис. 10б, имеет нелинейный показатель преломления, близкий к величине  $n_2$  плавленого кварца, однако благодаря отличию дисперсионных свойств использованный материал позволяет существенно уменьшить отстройку  $\delta\lambda = |\lambda_0 - \lambda_z|$  без увеличения диаметра сердцевины волокна, т.е. без потери в нелинейности структуры (см. вставку на рис. 13). Для волокон из многокомпонентного стекла с диаметром сердцевины, равным 2.0 и 2.4 мкм, ДГС обращается в нуль на длине волны 910 и 980 нм соответственно (кривые 1 и 2 на рис. 13). Для кварцевых МС-волокон с теми же значениями диаметра сердцевины нуль ДГС достигается на длине волны 715 и 767 нм (кривые 3 и 4 на рис. 13). МС-волокна из многокомпонентного стекла, таким образом, обеспечивают более благоприятные условия для преобразования излучения хром-форстеритового лазера в излучение с широким непрерывным спектром.



(а)



(б)

Рис. 12. Изображение поперечного сечения МС-волокна из многокомпонентного стекла (а) и спектры интенсивности преобразованного в этом волокне излучения хром-форстеритового лазера (б). Перестройка центральной волны сдвинутой в высокочастотную область спектральной компоненты достигается изменением параметра  $\delta\lambda = |\lambda_0 - \lambda_z|$ , где  $\lambda_0$  - центральная длины волны излучения,  $\lambda_z$  - точки нуля ДГС.

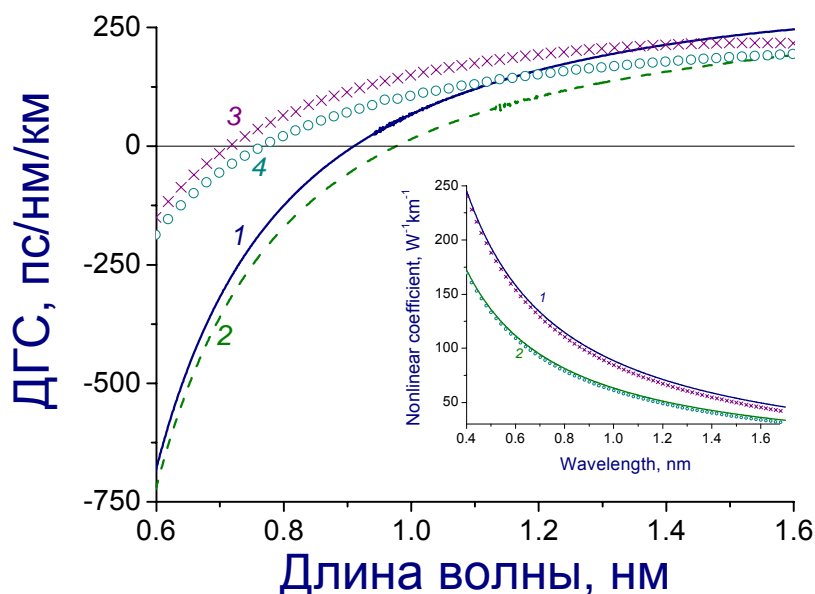


Рис. 13. Зависимость дисперсии групповой скорости от длины волны для МС-волокна из многокомпонентного стекла (показано на вставке к рис. 10б) с диаметром сердцевин (1) 2.0 мкм и (2) 2.4 мкм. Линиями 3 и 4 показана ДГС для основной моды кварцевого волокна такой же структуры с диаметром сердцевин (3) 2.0 мкм и (4) 2.4 мкм. На вставке представлена зависимость коэффициента нелинейности  $\gamma$  от длины волны для того же типа МС-волокна с диаметром сердцевин (1) 2.0 мкм и (2) 2.4 мкм. Для сравнения показаны коэффициенты нелинейности для кварцевого МС-волокна с диаметром сердцевин (x) 2.0 мкм и (o) 2.4 мкм.

На рис. 12б представлены результаты спектральных измерений, выполненных для МС-волокон из многокомпонентного стекла с одинаковой структурой (показана на рис. 12а), но варьруемым на этапе изготовления фактором увеличения структуры как целого. Как следует из представленных результатов, такое семейство МС-волокон позволяет преобразовать частоту фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера с генерацией излучения произвольной длины волны в диапазоне от 400 до 900 нм. Такой способ преобразования частоты фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера открывает интересные возможности для нелинейной спектроскопии (см. раздел 7.2) и исследования быстропротекающих процессов в молекулярных системах методами лазерно-индуцируемой флуоресценции [180].

Важный класс материалов, позволяющих достичь высоких эффективностей преобразования частоты лазерного излучения и лазерной генерации белого света, составляют материалы с высоким коэффициентом ВКР-усиления [181, 182].

Увеличение вклада задержанной нелинейности в зависящую от интенсивности добавку к показателю преломления (фактора  $f_R$  в обобщенном нелинейном уравнении Шредингера (30)) может приводить к качественному изменению характера распространения сверхкоротких световых импульсов в режиме аномальной дисперсии по сравнению с привычной картинной смещаемых по частоте солитонов, наблюдаемой в кварцевых волокнах. Этот эффект иллюстрируется результатами численных расчетов, выполненных в работе Серебрянникова с соавторами [183] для теллуритных волокон с коэффициентом ВКР-усиления, примерно в 50 раз превышающим коэффициент ВКР-усиления кварцевых волокон. Вклад рамановской части в нелинейную добавку к показателю преломления для рассматриваемого типа стекол ( $f'_R \approx 0.76$ ) существенно выше, чем значение фактора  $f_R$  для кварца ( $f_R \approx 0.18$ ). Вследствие этого характерные для кварцевых волокон непрерывно смещаемые по частоте солитонные пики (рис. 14а) трансформируются в быстроизменяющиеся по амплитуде и длительности пики временной огибающей интенсивности поля, наблюдаемые на мощном фоне несолитонной части излучения (рис. 14б). Высокая рамановская нелинейность, таким образом, может препятствовать образованию устойчивых солитонных структур, изолированных во времени и по спектру от несолитонной части поля. При пиковой мощности входного излучения, соответствующей многосолитонному режиму импульсной динамики, такие волокна могут служить, как показано на рис. 14в, эффективными генераторами белого света в видимой области и ближнем ИК-диапазоне.

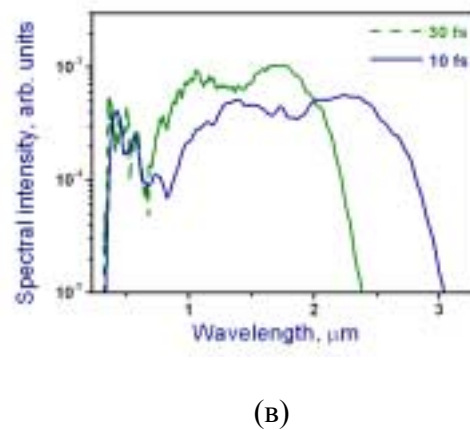
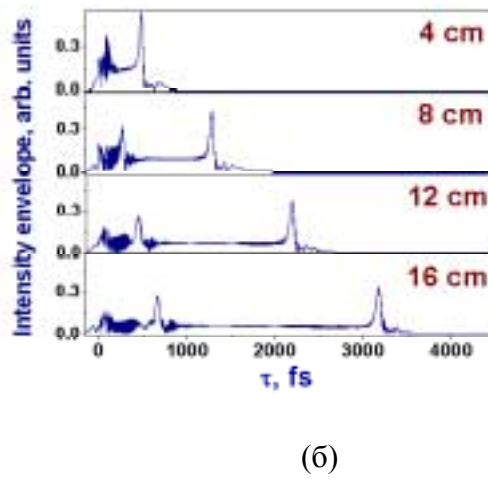
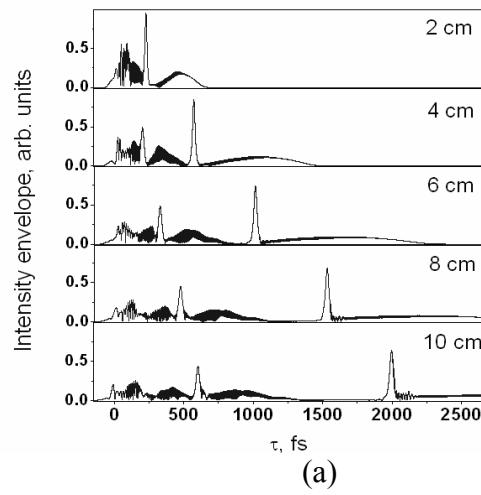


Рис. 14. Временная эволюция импульса с начальной длительностью 30 фс в кварцевом (а) и теллуридном (б) МС-волокне. Начальная энергия импульса выбрана таким образом, чтобы соответствовать возбуждению фундаментального солитона. (в) Генерация суперконтинуума в теллуридном МС-волокне длиной 3 см. Начальная длительность импульса - 10 фс (сплошная линия), 30 фс (штриховая линия). Начальная энергия импульса - 1.0 нДж.

## 7. Приложения волоконно-оптических источников белого света

### 7.1. Генерация белого света и революция в оптической метрологии

Использование МС-волокон в системах оптической метрологии является одним из наиболее ярких приложений волокон этого типа. Во многом благодаря МС-волокнам в оптической метрологии произошли революционные изменения, приведшие к существенному упрощению лазерных систем, используемых в оптической метрологии [78 - 80]. Из технически сложных многоступенчатых комплексов системы оптической метрологии и высокоточной спектроскопии за последние 5 - 6 лет превратились в компактные настольные устройства, обеспечивающие беспрецедентно высокие точности оптических измерений [81]. Достижения в области оптической метрологии отмечены нобелевской премией по физике за 2005 г.

Ключевая идея, лежащая в основе прорыва в области оптической метрологии, заключается в использовании частотных гребенок [184 - 186], формируемых фемтосекундными лазерами, работающими в режиме синхронизации мод, для измерения частотных интервалов (рис. 15). Фемтосекундные лазерные источники с синхронизованными модами обеспечивают генерацию последовательностей световых импульсов, разделенных временным интервалом  $T$ , равным времени обхода импульсом лазерного генератора. В спектральном представлении такие последовательности импульсов соответствуют эквидистантным частотным гребенкам (рис. 15) с полной спектральной шириной, определяемой длительностью импульсов в цуге, и частотным интервалом  $\Delta\omega$  между ближайшими спектральными компонентами, равным  $\Delta\omega = 2\pi/T$ . Такая частотная гребенка может быть прокалибрована с помощью атомного стандарта частоты и использована в качестве «линейки» для измерения спектральных, а значит и временных и пространственных интервалов. Переход от обычного для оптической спектроскопии измерения длины волны к измерению частотных интервалов с помощью частотных гребенок позволяет на много порядков повысить точность оптических измерений и создать новое поколение стандартов частоты и оптических часов [81]. Значение этой идеи для оптической метрологии и прецизионной лазерной спектроскопии настолько велико, что в решении Нобелевского комитета о премиях по физике за 2005 г. специально отмечена техника измерений, основанная на использовании частотных гребенок [9].

Идея использования лазерных источников сверхкоротких импульсов, работающих в режиме синхронизации мод, для высокоточных оптических

измерений была высказана в конце 70-х годов прошлого века [187, 188]. В работе группы Хэнша [187] впервые была экспериментально продемонстрирована возможность измерения тонкой структуры атомных уровней энергии с помощью частотных гребенок, формируемых пикосекундными лазерами с синхронизованными модами. Ввиду соотношения между длительностью импульса и спектральной шириной частотной гребенки пикосекундные лазеры не позволяют обеспечить достаточно широкий диапазон измерений -- пикосекундная «частотная линейка» слишком коротка для этого. Для широкого практического использования частотных гребенок в оптической метрологии потребовались источники более коротких, фемтосекундных лазерных импульсов, а прямая привязка таких гребенок к атомным стандартам частоты стала возможна с появлением МС-волокон.

Удобные, надежные и компактные твердотельные фемтосекундные лазерные системы, получившие широкое распространение в 90-х годах [30], позволяют сформировать частотные гребенки со спектральной протяженностью достаточной для практического использования в оптической метрологии и прецизионной спектроскопии. Межмодовый интервал  $\Delta\omega$  может быть привязан к радиочастотному опорному источнику, такому как, например, атомные цезиевые часы [81]. Однако даже после этой процедуры частотная гребенка еще не привязана полностью к опорному стандарту частоты. Трудность заключается в том, что частота  $n$ -й спектральной компоненты частотной гребенки не является точно кратной межмодовому интервалу  $\Delta\omega$  (рис. 15), а определяется выражением  $\omega_n = n\Delta\omega + \omega_0$ , где  $\omega_0$  - частота отстройки. Одна из физических причин возникновения частоты отстройки связана с дисперсией оптических элементов лазерного резонатора, приводящей к различию фазовой и групповой скоростей  $u_p$  и  $u_g$ . Из-за разности  $u_p$  и  $u_g$  фаза светового поля (фаза несущей) систематически смещается от импульса к импульсу в цуге, излучаемом лазером с синхронизованными модами, относительно огибающей импульса. В результате на выходе фемтосекундного лазера с синхронизованными модами формируется последовательность импульсов, разделенных одинаковыми временными интервалами  $T$ , но имеющими ненулевую расстройку  $\Delta\varphi$  фазы несущей и фазы огибающей светового импульса. Фурье-преобразование такого поля дает спектр в виде эквидистантной гребенки спектральных компонент (рис. 15) с частотами  $\omega_n = n\Delta\omega + \omega_0$ , где  $\omega_0 = \Delta\varphi/T$ .

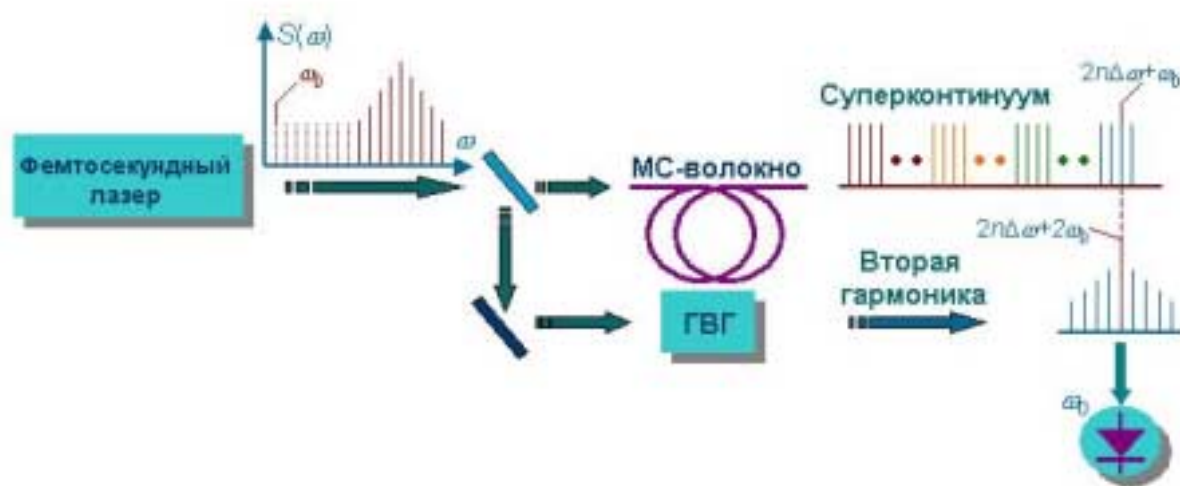


Рис. 15. Измерение и стабилизация расстройки фаз огибающей и несущей для частотных гребенок, формируемых фемтосекундным лазером в режиме синхронизации мод.

Для использования частотной гребенки в качестве линейки для высокоточного измерения частот требуется измерить и стабилизировать величину  $\omega_0$  по внешнему опорному стандарту частоты. Эта задача и решается с помощью генерации суперконтинуума в МС-волокне [78 - 80] (возможно также использование для этой цели действующих на тех же физических механизмах специальных волокон с перетяжкой [189, 190]). Принцип измерения и стабилизации  $\omega_0$  показан на рис. 15. Часть излучения фемтосекундного лазерного источника частотной гребенки пропускается через МС-волокна. Другая часть используется для генерации второй гармоники (ГВГ) в нелинейном кристалле. Ключевое требование, предъявляемое к операции генерации суперконтинуума в МС-волокне, заключается в том, что ширина спектра суперконтинуума на выходе МС-волокна должна превышать октаву [81]. При выполнении этого условия для некоторой спектральной компоненты  $n$ , выбранной в низкочастотной области начальной гребенки, преобразованный в МС-волокне спектр излучения будет содержать частотную компоненту  $\omega_{2n} = 2n\Delta\omega + \omega_0$ , близкую по частоте компоненте  $2\omega_n = 2n\Delta\omega + 2\omega_0$  в спектре сигнала второй гармоники (рис. 15). Сигнал биений поля второй гармоники и излучения на выходе МС-волокна, таким образом, будет содержать компоненту  $2\omega_n - \omega_{2n} = \omega_0$ , позволяя измерить и стабилизировать частоту отстройки  $\omega_0$  и, тем самым, привязать все спектральные компоненты фемтосекундной частотной гребенки к опорному стандарту частоты с использованием только одного лазерного источника.

Системы оптической метрологии, основанные на использовании частотных гребенок, обеспечивают относительную точность измерения частотных интервалов на уровне  $5 \cdot 10^{-16}$  [81]. Рассмотренный выше способ измерения и стабилизации фазовой расстройки несущей и огибающей, основанный на генерации суперконтинуума в МС-волокне, открывает возможность фазового управления сверхкороткими импульсами длительностью несколько циклов оптического поля [191, 192]. Импульсы со стабилизированной расстройкой фазы несущей и огибающей необходимы для контролируемой надпороговой ионизации [193], генерации оптических гармоник высокого порядка [194] и формирования аттосекундных импульсов [195]. Благодаря своей простоте, компактности и надежности техника фемтосекундных частотных гребенок получает широкое распространение для измерений фундаментальных физических констант и создания практических схем оптических часов [81]. Активно исследуются возможности использования таких систем для спутниковой навигации, а также для высокоточной синхронизации оптических сетей.

## **7.2. Волоконно-оптические генераторы белого света и преобразователи частоты в нелинейной спектроскопии**

В этом разделе мы остановимся на использовании МС-волоконных генераторов белого света и преобразователей частоты для целей нелинейной спектроскопии. Будет показано, что спектрально-временные преобразования фемтосекундных импульсов в МС-волокнах со специальными профилями дисперсии позволяют формировать перестраиваемые по частоте импульсы излучения с требуемой формой огибающей и регулируемой модуляцией фазы, оптимизированные для целей когерентной спектроскопии комбинационного рассеяния света и спектроскопии наведенного поглощения.

### **7.2.1. Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света**

Когерентное антистоксово рассеяния света (КАРС) [196, 197] является одним из наиболее широко распространенных методов нелинейной спектроскопии. Техника КАРС обеспечивает высокое пространственное, временное и спектральное разрешение [198] при исследовании возбужденных газовых сред, плазмы, пламен и процессов горения, а также широко используется для микроскопии биологических объектов [199] и ионизованных пространственно-неоднородных газовых сред [200].

Фемтосекундная КАРС-спектроскопия [201] позволяет изучать быстропротекающие процессы и динамику колебательных волновых пакетов в молекулярных системах в газовой, жидкой и твердотельной фазе. Возможности КАРС-спектроскопии и КАРС-микроскопии, включая чувствительность, а также временное, пространственное и спектральное разрешение этих методик, существенно расширяются за счет использования методов поляризационного [196, 198] и фазового [202] управления процессами четырехфотонного рассеяния.

Идейное и техническое развитие методики КАРС во многом определяется совершенствованием источников перестраиваемого излучения. Ранние эксперименты по КАРС-спектроскопии выполнялись с использованием стокового сигнала, получаемого в результате процесса вынужденного комбинационного рассеяния в кювете с комбинационно-активным газом [203]. Появление перестраиваемых лазерных источников открыло новую фазу в области нелинейной спектроскопии [196]. Использование в качестве источников перестраиваемого излучения параметрических генераторов света и лазеров на органических красителях радикально расширило сферу приложений КАРС-спектроскопии, позволив во многих случаях превратить технику КАРС из метода лабораторных исследований в инженерный инструмент практического исследования автомобильных и ракетных двигателей [204, 205].

В работах [83, 206] предложена и экспериментально реализована новая схема фемтосекундной КАРС-спектроскопии, основанная на использовании импульсов с фазовой модуляцией. Линейное отображение время -- частота, определяемое импульсами с линейной модуляцией фазы, позволяет измерять спектры нелинейного отклика среды путем изменения времени задержки между импульсами накачки [207, 208]. Ключевая идея экспериментальной реализации предложенной экспериментальной методики заключается в использовании МС-волокон со специальным профилем дисперсии для генерации перестраиваемых по частоте импульсов с гладкой огибающей и регулируемой модуляцией фазы. Благодаря высокой степени локализации электромагнитного излучения в сердцевине и возможности формирования требуемого профиля дисперсии МС-волокна позволяют радикально увеличить эффективность нелинейно-оптического преобразования частоты фемтосекундных импульсов, открывая возможности создания принципиально новых источников перестраиваемого по частоте излучения для нелинейной спектроскопии. Перестраиваемые по частоте фемтосекундные

импульсы, формируемые в МС-волокнах, используются для получения сигнала КАРС из раствора толуола.

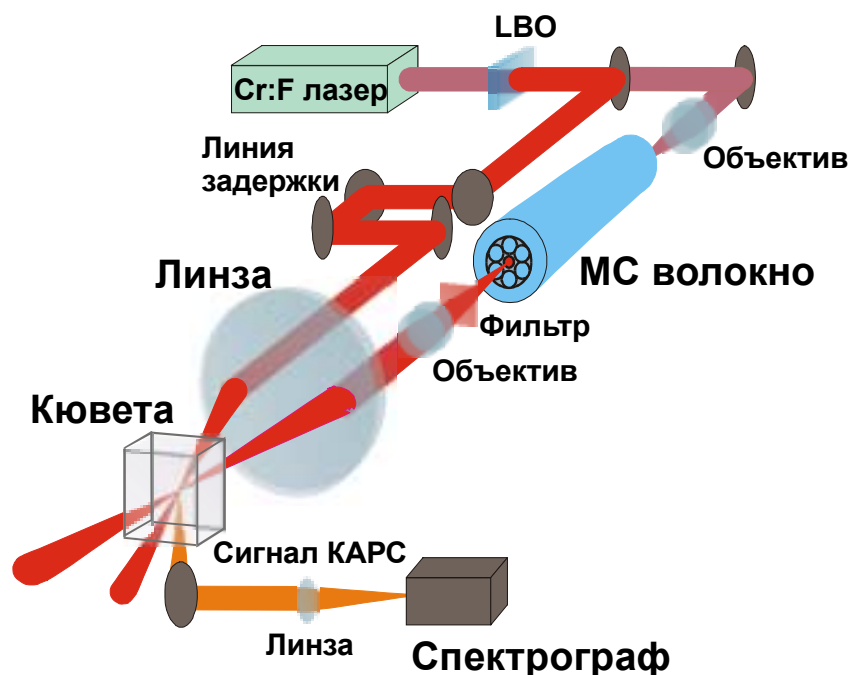


Рис. 16. Схема экспериментальной установки для КАРС-спектроскопии с использованием ФМ-импульсов, генерируемых в микроструктурированном волокне.

Лазерная система, использовавшаяся в экспериментах [83, 206], состояла из задающего лазера на кристалле  $\text{Cr}^{4+}$ : форстерит, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрессора и кристалла для удвоения частоты [155] (рис. 16). Для накачки задающего лазера использовался волоконный иттербиевый лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 30 - 50 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов составляла 1270 нм при спектральной ширине 26 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла около 180 мВт. Фемтосекундные импульсы длительностью 30 - 50 фс с горизонтальной поляризацией поступали на вход решеточного стретчера, увеличивавшего их длительность до 700 пс. Усиление импульсов производилось при помощи регенеративного усилителя, накачиваемого излучением Nd: YLF-лазера. Усиленные импульсы с энергией до 100 мкДж поступали на решеточный компрессор, где происходило сжатие импульсов до длительности 75 - 150 фс с потерей примерно половины энергии. Удвоение частоты излучения хром-форстеритового лазера осуществлялось с помощью кристалла LBO.

Микроструктурированные волокна изготавливались из многокомпонентного стекла. Структура волокна (вставка на рис. 16) создавалась таким образом, чтобы обеспечить оптимальный профиль дисперсии волноводных мод, позволяющий достичь максимальных эффективностей преобразования энергии излучения хром-форстеритового лазера в смещенный в высокочастотную область (антистоксов) сигнал с длиной волны 650 - 730 нм. Для измерения длительности и чирпа антистоксова сигнала, генерируемого в МС-волокне, использовалась кросс-корреляционная методика, аналогичная технике XFROG (кросс-корреляционное оптическое стробирование с разрешением по частоте) [209 - 211]. Методика XFROG основана на измерении спектра сигнала суммарной частоты, генерируемого путем смещения в кристалле ВВО антистоксова излучения из МС-волокна и импульса второй гармоники хром-форстеритового лазера, для различных значений времени задержки  $\tau$  между импульсом второй гармоники  $E_{SH}$  и антистоксовым сигналом  $E_a$ .

Измеряемая при этом спектрограмма  $S(\omega, \tau) \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_a(t) E_{SH}(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2$

позволяет получить информацию о форме огибающей, длительности, спектре и чирпе импульса антистоксова излучения, генерируемого в МС-волокне.

Различные частотные компоненты импульсы антистоксова излучения, формируемых в микроструктурированном волокне, характеризуются различными групповыми задержками. Мгновенная частота  $\omega$  и время задержки  $\tau$  находятся во взаимно однозначном соответствии. Подобное взаимно однозначное отображение  $\tau - \omega$  позволяет производить спектральные измерения путем изменения времени задержки между импульсами накачки. В наших экспериментах антистоксов сигнал, генерируемый в микроструктурированном волокне, использовался в качестве одного из импульсов накачки в схеме спектроскопии КАРС.

Вторая гармоника излучения хром-форстеритового лазера с частотой  $\omega_1$  и антистоксов сигнал из МС-волокна (частота  $\omega_2$ ) использовались для возбуждения комбинационно-активных мод молекул толуола в растворе с частотами  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ . Рассеянное на сфазированных колебаниях среды излучение второй гармоники хром-форстеритового лазера приводило к возникновению сигнала КАРС на частоте  $\omega_{\text{CARS}} = 2\omega_1 - \omega_2$ . Структура волокна оптимизировалась для эффективной генерации антистоксова сигнала в частотном диапазоне, позволяющем зондирование комбинационно-активных мод молекул толуола в области 1000 - 1200  $\text{см}^{-1}$ .

Световые пучки накачки с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  фокусировались в кювету с раствором толуола под небольшим углом (рис. 16). Сигнал КАРС генерировался в неколлинеарной геометрии в области взаимодействия пучков накачки в кювете с толуолом в виде узконаправленного пучка, пространственно разделенного с излучениями накачки. Этот сигнал отделялся от пучков накачки и регистрировался с помощью спектрометра.

Изменение времени задержки  $\tau$  соответствует изменению мгновенной разности частот  $\omega_1 - \omega_2$ , что позволяет возбуждать различные комбинационные моды молекул толуола. Так как мгновенная частота в положительно chirпированном импульсе антистоксова излучения увеличивается от его фронта к спаду, при малых  $\tau$ , соответствующих заднему фронту импульса антистоксова излучения, возбуждаются низкочастотные комбинационные моды ( $\tau \approx -200$  фс). В частности удается разрешить комбинационно-активную моду молекулы толуола с частотой  $1004 \text{ см}^{-1}$  (длина волны сигнала КАРС  $\lambda_{\text{CARS}} \approx 584 \text{ нм}$ ). Мгновенная длина волны chirпированного антистоксова импульса, соответствующего возбуждению этой комбинационно-активной моды, составляет  $\lambda_2 \approx 661 \text{ нм}$ . При увеличении времени задержки мгновенная разность частот  $\omega_1 - \omega_2$  растет, что приводит к возбуждению комбинационных мод более высоких частот ( $\tau \approx 100 - 200$  фс).

### 7.2.2. Спектроскопия наведенного поглощения

Для время-разрешенных измерений в нелинейной спектроскопии сверхбыстрых процессов молекулярной динамики и явления переноса возбуждения, как правило, требуются последовательности сверхкоротких импульсов накачки и зондирования с переменной временем задержки и перестраиваемой частотой пробного поля [201]. Подобные последовательности импульсов могут быть получены с помощью фемтосекундных оптических параметрических усилителей, использование которых, однако, неизбежно приводит к удорожанию лазерной части систем для нелинейно-оптических время-разрешенных измерений и сдерживает их применение для решения широкого круга прикладных задач.

Использование широкополосного излучения суперконтинуума с управляемым chirпом представляет собой интересную альтернативу [207, 208, 212, 213] последовательностям лазерных импульсов, генерируемых оптическими параметрическими усилителями, в задачах время-разрешенной нелинейной

спектроскопии. Излучение суперконтинуума для подобных экспериментов часто получается путем фокусировки фемтосекундного лазерного излучения в кварцевую или сапфировую пластину [26, 212, 213]. МС-волокна позволяют формировать излучение суперконтинуума с требуемой временной огибающей, управляемым спектром и регулируемой спектральной фазой, открывая, тем самым, новые возможности для время-разрешенных измерений в нелинейной спектроскопии.

На рис. 17 иллюстрируется методика время-разрешенной спектроскопии наведенного поглощения молекулярных агрегатов с использованием фемтосекундного импульса накачки и широкополосного chirпированного пробного импульса, формируемого в МС-волокне [214]. Объектом исследования являются тиокарбоцианиновые молекулярные агрегаты в полимерной пленке. Полимерные материалы с включениями молекулярных агрегатов представляют значительный интерес как новые среды для нелинейной оптики, позволяющие создавать эффективные устройства для переключения лазерных импульсов и управления их параметрами [215].

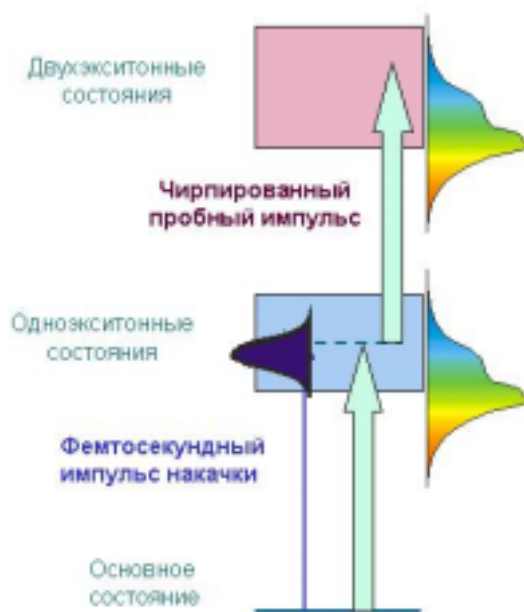


Рис. 18. Время-разрешенная спектроскопия наведенного поглощения молекулярных агрегатов с использованием фемтосекундного импульса накачки и широкополосного chirпированного пробного поля.

Взаимодействие молекул в молекулярных агрегатах приводит к формированию экситонных энергетических зон (рис. 17). Ширина экситонных зон и их сдвиг относительно энергетических уровней невзаимодействующих молекул несут

информацию о характере и интенсивности межмолекулярных взаимодействий в агрегате и позволяют оценить число молекул, образующих агрегат.

Для исследования экситонных энергетических зон молекулярных агрегатов и определения их параметров используется спектроскопия наведенного поглощения (рис. 17). В качестве накачки используются импульсы излучения второй гармоники хром-форстеритового лазера с центральной длиной волны 618 нм, длительностью импульса около 120 фс и энергией, варьируемой в диапазоне от 10 до 80 нДж. Для получения широкополосного пробного импульса излучение основной частоты фемтосекундного хром-форстеритового лазера пропускается через преобразователь частоты на основе МС-волокна, изготовленного из многокомпонентного стекла (вставка на рис. 12а). Профиль дисперсии волокна обеспечивает эффективное преобразование фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера в широкополосный сигнал со спектром, перекрывающий спектральный интервал (по уровню 20% от максимума спектра интенсивности) от 530 до 680 нм. Это излучение используется для измерения спектра поглощения молекулярных агрегатов, наводимого импульсом накачки.

На рис. 18а - 18в приведены спектры дифференциального поглощения, построенные путем измерения спектра поглощения в присутствии возбуждающего импульса и вычитания спектра поглощения, измеренного без возбуждения излучением второй гармоники хром-форстеритового лазера. В спектрах, представленных на рис. 18а - 18в, отчетливо видны минимумы с центром на 665 нм и сдвинутые в высокочастотную область пики поглощения с центром на 640 нм. Подобная форма спектров наведенного поглощения является характерной для молекулярных агрегатов [215]. Минимум в поглощении свидетельствует о просветлении материала за счет перехода агрегатов из основного состояния в зону одноэкситонных состояний. Пики поглощения связаны с дополнительным наведенным поглощением за счет переходов между зонами одно- и двухэкситонных состояний.

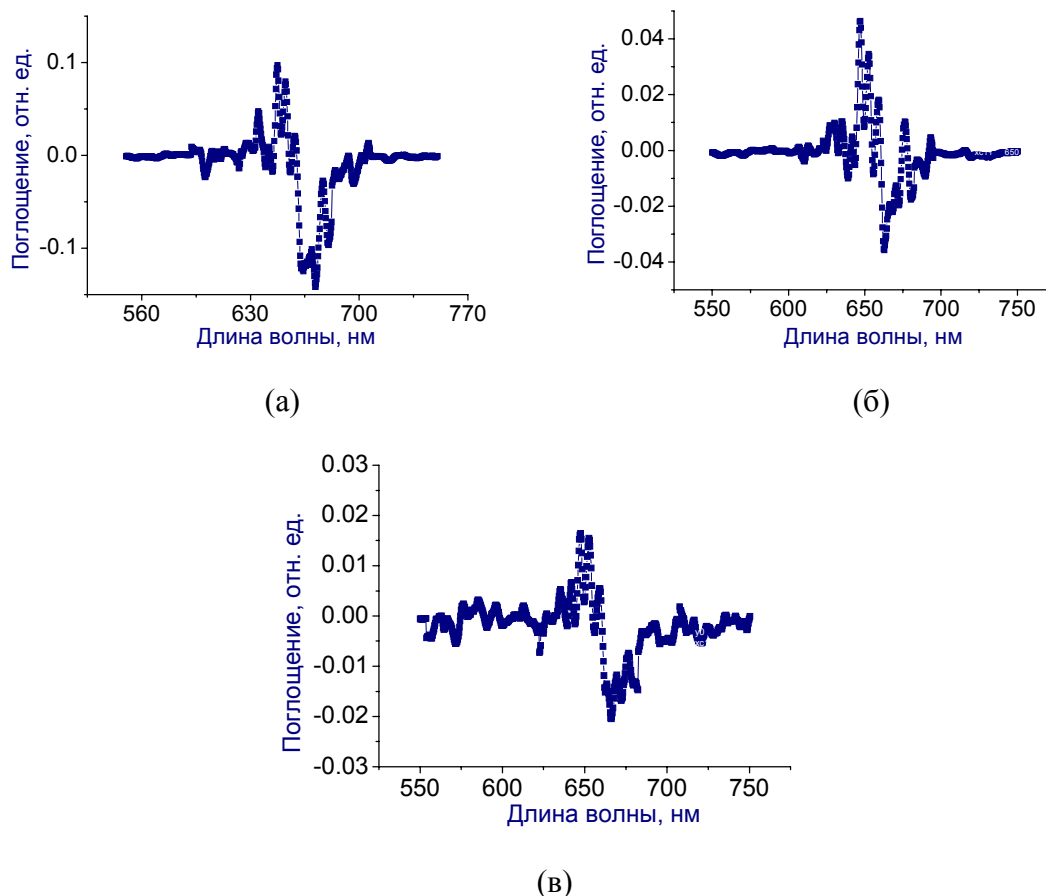


Рис. 19. Дифференциальные спектры наведенного поглощения тиокарбонцианиновых молекулярных агрегатов в полимерной пленке. Задержка широкополосного chirпированного пробного импульса относительно фемтосекундного импульса накачки составляет (а) 100 фс, (б) 500 фс, (в) 1100 фс.

Для молекулярных агрегатов с хорошо выраженным порядком в спектре нелинейного поглощения доминируют переходы между основным состоянием и нижними уровнями одно- и двухэкситонных зон [216, 217]. В этом случае длина делокализации экситона, служащая мерой количества взаимодействующих молекул в агрегате, может быть определена из спектрально смещения  $\Delta$  пика наведенного поглощения относительно вызванного просветлением минимума в спектре наведенного поглощения [218, 219]:  $N_d^\Delta \approx (3\pi^2 |J|/\Delta)^{1/2} - 1$ . Для экспериментальных данных [214]  $\Delta \approx 470 \text{ см}^{-1}$  приводит к оценке  $N_d^\Delta \approx 6$ , что находится в хорошем согласии с длиной локализации экситона, определенной из спектра поглощения агрегата.

Амплитуды пика наведенного поглощения и связанного с просветлением минимума в спектре нелинейного поглощения убывают с увеличением времени задержки между возбуждающим и пробным импульсами (рис. 18а - 18в). На

основании этих измерений можно определить время релаксации одноэкситонного состояния молекулярного агрегата. Субпикосекундные времена релаксации, восстанавливаемые из спектров наведенного поглощения (рис. 18а - 18в), согласуются с результатами, полученными ранее с помощью иных экспериментальных методик и указывают на тушение возбужденных состояний за счет экситон--экситонной аннигиляции [215] как на основной механизм релаксации агрегатов в рассмотренных экспериментальных условиях.

Представленные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что МС-волокна позволяют создать высокоэффективные источники перестраиваемых по частоте коротких световых импульсов для нелинейной спектроскопии. Волокна со специальным профилем дисперсии позволяют трансформировать нано- и субнаноджоулевые фемтосекундные импульсы накачки в импульсы смещенного в высокочастотную область излучения с требуемой формой временной огибающей, регулируемые спектральными характеристиками и управляемым профилем спектральной фазы [220]. Использование МС-волокон, таким образом, позволяет радикально снизить требования к энергии импульсов накачки в перестраиваемых источниках для нелинейной спектроскопии и квантового управления по сравнению с лазерами на красителях и оптическими параметрическими усилителями. Мощность смещенных по частоте импульсов, формируемых в МС-волокнах, может быть существенно повышена за счет оптического параметрического усиления [221] или лазерного усиления с последующим оптическим параметрическим усилением [159].

## 8. Заключение

Нелинейно-оптические взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов открывают возможности генерации искусственного белого света с уникальными свойствами спектра, регулируемой временной длительностью и высокой спектральной яркостью. Материалы и структуры, позволяющие преобразовать сверхкороткие лазерные импульсы в излучение суперконтинуума, открывают новые пути решения задач оптической связи и управления предельно короткими световыми импульсами. Генераторы суперконтинуума на основе МС-волокон помогают достичь рекордных точностей оптических метрологических измерений и открывают пути создания новых компактных мультиплексных источников излучения для нелинейной спектроскопии, микроскопии и лазерной биомедицины. Исследование генерации белого света в МС-волокнах позволяет наблюдать новые режимы

нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких лазерных импульсов. Новые волоконные структуры и материалы с большими оптическими нелинейностями обеспечивают высокие эффективности спектрального и временного преобразования сверхкоротких лазерных импульсов и позволяют реализовать методы генерации широкополосного излучения с регулируемыми спектральными, временными и фазовыми характеристиками.

**Литература**

1. Oeuvres de Descartes (Paris: Charles Adam et Paul Tannery, 1902) [Декарт Р Избранные произведения (Москва, 1950)]
2. Grimaldi F M *Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride* (Bononiae, 1665)
3. Newton I *Optics* (London, 1704) [Ньютон И Оптика (Москва -- Ленинград, 1954)]
4. Raman C V, Krishnan K S *Nature* **121** 501 (1928)
5. Landsberg G, Mandelstam L *Naturwissenschaften* **16** 557 (1928)
6. Плачек Г Рэлеевское рассеяние и раман-эффект (Харьков: ОНТИУ, 1934)
7. Фабелинский И Л Молекулярное рассеяние света (Москва: Наука, 1965)
8. Фабелинский И Л УФН **168** 1341 (1998)
9. <http://nobelprize.org/physics/laureates/2005/index.html>
10. Alfano R R, Shapiro S L *Phys. Rev. Lett.* **24** 584 (1970)
11. Alfano R R, Shapiro S L *Phys. Rev. Lett.* **24** 592 (1970)
12. Yu W, Alfano R R, Sam C L, Seymour R J *Opt. Commun.* **14** 344 (1975)
13. Werncke W, Lau A, Pfeiffer M, Lenz K, Weigmann H-J, Thuy C D *Opt. Commun.* **4** 413 (1972)
14. Penzkofer A, Laubereau A, Kaiser W *Phys. Rev. Lett.* **31** 863 (1973)
15. Lee Smith W, Liu P, Bloembergen N *Phys. Rev. A* **15** 2396 (1977)
16. Fork R L, Shank C V, Hirlimann C, Yen R, Tomlinson W J *Opt. Lett.* **8** 1 (1983)
17. Corkum P B, Rolland C, Srinivasan-Rao T *Phys. Rev. Lett.* **57** 2268 (1986)
18. Glowina J H, Misewich J, Sorokin P P *J. Opt. Soc. Am. B* **3** 1573 (1986)
19. Lin C, Stolen R H *Appl. Phys. Lett.* **28** 216 (1976)
20. Baldeck P L, Alfano R R *J. Lightwave Technol.* **5** 1712 (1987)
21. Yang C, Shen Y R *Opt. Lett.* **9** 510 (1984)
22. Becker P C, Fragnito H L, Fork R L, Beisser F A, Shank C V *Appl. Phys. Lett.* **54** 411 (1989)
23. Schoenlein R W, Bigot J-Y, Portella M T, Shank C V *Appl. Phys. Lett.* **58** 801 (1991)
24. Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793 (1996)
25. Morioka T, Mori K, Saruwatari M *Electron. Lett.* **29** 862 (1993)
26. Alfano R R (Ed.) *The Supercontinuum Laser Source* (New York: Springer-Verlag, 1989)
27. Zheltikov A M (Ed.) "Supercontinuum Generation," Special issue of *Appl. Phys. B* **77** nos. 2/3 (2003)

28. Shen Y R *The principles of nonlinear optics* (New York: Wiley, 1984)
29. Ахманов С А, Выслоух В А, Чиркин А С *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (Москва: Наука, 1988)
30. Brabec T, Krausz F *Rev. Mod. Phys.* **72** 545 (2000)
31. Ахманов С А, Сухоруков А П, Хохлов Р В *УФН* **93** 19 (1967)
32. Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (San Diego, CA: Academic, 2001)
33. Gustafson T K et al. *Phys. Rev.* **177** 306 (1969)
34. Corkum P B, Rolland C *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2634 (1989)
35. Bloembergen N *Opt. Commun.* **8** 285 (1973)
36. Ilkov F A, Ilkova L Sh, Chin S L *Opt. Lett.* **18** 681 (1993)
37. Braun A, Korn G, Liu X, Du D, Squier J, Mourou G *Opt. Lett.* **20** 73 (1995)
38. Nibbering E T J, Curley P F, Grillon G, Prade B S, Franco M A, Salin F, Mysyrowicz A *Opt. Lett.* **21** 62 (1996)
39. Brodeur A, Chien C Y, Ilkov F A, Chin S L, Kosareva O G, Kandidov V P *Opt. Lett.* **22** 304 (1997)
40. Nishioka H, Odajima W, Ueda K, Takuma H *Opt. Lett.* **20** 2505 (1995)
41. La Fontaine B et al. *Phys. Plasmas* **6** 1815 (1999)
42. Tzortzakis S et al. *Opt. Lett* **25**, 1270 (2000)
43. Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V *Opt. Lett.* **23** 382 (1998)
44. Chiron A et al. *Eur. Phys. J. D* **6** 383 (1999)
45. Kandidov V P et al. *Appl. Phys. B* **77** 149 (2003)
46. Rairoux P et al. *Appl. Phys. B* **71** 573 (2000)
47. Kasparian J et al. *Opt. Lett.* **25** 1397 (2000)
48. Méjean G et al. *Appl. Phys. B* **77** 357 (2003).
49. Gaeta A L *Phys. Rev. Lett.* **84** 3582 (2000)
50. Akozbek N et al. *Opt. Commun.* **191** 353 (2001)
51. Nibbering E T J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 650 (1997)
52. Blow K J, Wood D *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2665 (1989)
53. Brodeur A, Chin S L *Phys. Rev. Lett.* **80** 4406 (1998)
54. Brodeur A, Chin S L *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 637 (1999)
55. Liu W et al. *Opt. Commun.* **202** 189 (2002)
56. Smith W L, Liu P, Bloembergen N *Phys. Rev. A* **15** 2396 (1977).
57. Kolesik M et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 043905 (2003)
58. Tamura K R, Kubota H, Nakazawa M *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 773 (2000)

59. Sotobayashi H, Kitayama K *Electron. Lett.* **34** 1336 (1998)
60. Russell P St J *Science* **299** 358 (2003)
61. Knight J C *Nature* **424** 847 (2003)
62. Желтиков А М *Оптика микроструктурированных волокон* (Москва: Наука, 2004)
63. Knight J C, Birks T A, Russell P St J, Atkin D M *Opt. Lett.* **21** 1547 (1996)
64. Bjarklev A, Broeng J, Bjarklev A S *Photonic Crystal Fibres* (Boston: Kluwer Academic Publishers, 2003)
65. Knight J C, Broeng J, Birks T A, Russell P St J *Science* **282** 1476 (1998)
66. Cregan R F, Mangan B J, Knight J C, Birks T A, Russell P St J, Allen D, Roberts P J *Science* **285** 1537 (1999)
67. Коноров С О, Федотов А Б, Колеватова О А, Белоглазов В И, Скибина Н Б, Щербачев А В, Желтиков А М *Письма в ЖЭТФ* **76** 401 (2002)
68. Smith C M, Venkataraman N, Gallagher M T, Muller D, West J A, Borrelli N F, Allan D C, Koch K *Nature* **424** 657 (2003)
69. Marcatili E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
70. Adams M J *An Introduction to Optical Waveguides* (Wiley: New York, 1981)
71. Bowden C M, Zheltikov A M (Eds.) “*Nonlinear Optics of Photonic Crystals*” Feature issue of *J. Opt. Soc. Am. B* **19** no. 9 (2002)
72. Желтиков А М *УФН* **174** 73 (2004)
73. Ferrando A, Silvestre E, Miret J J, Andres P *Opt. Lett.* **25** 790 (2000)
74. Reeves W H, Skryabin D V, Biancalana F, Knight J C, Russell P St J, Omenetto F G, Efimov A, Taylor A J *Nature* **424** 511 (2003)
75. Fedotov A B, Zheltikov A M, Tarasevitch A P, von der Linde D *Appl. Phys. B* **73** 181 (2001)
76. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
77. Wadsworth W J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2148 (2002)
78. Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T *Science* **288** 635 (2000)
79. Holzwarth R, Udem T, Hänsch T W, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P St J *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264 (2000)
80. Diddams S A, Jones D J, Jun Ye, 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)
81. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)

82. Hartl I, Li X D, Chudoba C, Rhanta R K, Ko T H, Fujimoto J G, Ranka J K, Windeler R S *Opt. Lett.* **26** 608 (2001)
83. Konorov S O, Akimov D A, Serebryannikov E E, Ivanov A A, Alfimov M V, Zheltikov A M *Phys. Rev. E* **70** 057601 (2004)
84. Konorov S O, Akimov D A, Ivanov A A, Alfimov M V, Yakimanskii A V, Zheltikov A M *Chem. Phys. Lett.* 405 310 (2005)
85. Paulsen H N, Hilligsøe K M, Thøgersen J, Keiding S R, Larsen J J *Opt. Lett.* 28 1123 (2003)
86. Konorov S O, Zheltikov A M *Opt. Express* **11** 2440 (2003)
87. Sharping J E, Chen J, Li X, Kumar P, Windeler R S *Opt. Express* 12 3086 (2004)
88. Rarity J G, Fulconis J, Duligall J, Wadsworth W J, Russell P St J *Opt. Express* 13 534 (2005)
89. Baltuska A, Fuji T, Kobayashi T *Opt. Lett.* **27** 1241 (2002)
90. Coen S, Chau A H L, Leonhardt R, Harvey J D, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P St J *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 753 (2002)
91. Dudley J M, Provino L, Grossard N, Maillotte H, Windeler R S, Eggleton B J, Coen S *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 765 (2002)
92. Nikolov N I, Sørensen T, Bang O, Bjarklev A *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 2329 (2003)
93. Akimov D A, Serebryannikov E E, Zheltikov A M, Schmitt M, Maksimenka R, Kiefer W, Dukel'skii K V, Shevandin V S, Kondrat'ev Yu N *Opt. Lett.* **28** 1948 (2003)
94. Ortigosa-Blanch A, Knight J C, Wadsworth W J, Arriaga J, Mangan B J, Birks T A, Russell P St J *Opt. Lett.* **25** 1325 (2000)
95. Steel M J, Osgood J R M *Opt. Lett.* **26** 229 (2001)
96. Hansen T P, Broeng J, Libori S E B, Knudsen E, Bjarklev A, Jensen J R, Simonsen H, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 13 588 (2001)
97. Apolonski A, Povazay B, Unterhuber A, Drexler W, Wadsworth W J, Knight J C, Russell P St J *J. Opt. Soc. Am. B* 19 2165 (2002)
98. M. Lehtonen, G. Genty, H. Ludvigsen, M. Kaivola, *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003) 2197.
99. Ming Lie Hu, Ching-yue Wang, Lu Chai, A.M. Zheltikov, *Opt. Express* 12, (2004) 1932.
100. Szpuliak A, Urbancik W, Ivanov A A, Alfimov M V, Woicik J, Zheltikov A M *J. Opt. Soc. Am. B*, in press.
101. Hu Minglie, Wang Ching-yue, Li Yangfen, Chai Lu, Zheltikov A M *Opt. Express* **13** 5947 (2005)

102. Furusawa K, Malinowski A, Price J H V, Monro T M, Sahu J K, Nilsson J, Richardson D J Opt. Express **9** 714 (2001)
103. Wadsworth W J, Percival R M, Bouwmans G, Knight J C, Russell P S J Opt. Express **11** 48 (2003)
104. Pickrell G, Peng W, Wang A Opt. Lett. **29** 1476 (2004)
105. Jensen J B, Pedersen L H, Hoiby P E, Nielsen L B, Hansen T P, Folkenberg J R, Riishede J, Noordegraaf D, Nielsen K, Carlsen A, Bjarklev A Opt. Lett. **29** 1974 (2004)
106. Konorov S O, Zheltikov A, Scalora M Opt. Express **13** 3454 (2005)
107. Benabid F, Knight J C, Antonopoulos G, Russell P St J Science **298** 399 (2002)
108. Желтиков А М УФН **174** 1301 (2004)
109. Benabid F, Couny F, Knight J C, Birks T A, Russell P St J Nature **434** 488 (2005)
110. Konorov S O, Fedotov A B, Zheltikov A M Opt. Lett. **28** 1448 (2003)
111. Konorov S O, Serebryannikov E E, Akimov D A, Ivanov A A, Alfimov M V, Zheltikov A M Phys. Rev. E **70** 066625 (2004)
112. Fedotov A B, Konorov S O, Mitrokhin V P, Serebryannikov E E, Zheltikov A M Phys. Rev. A **70** 045802 (2004)
113. Konorov S O, Serebryannikov E E, Fedotov A B, Miles R B, Zheltikov A M Phys. Rev. E **71** 057603 (2005)
114. Konorov S O, Sidorov-Biryukov D A, Zheltikov A M, Bugar I, Chorvat D Jr, Chorvat D, Beloglazov V I, Skibina N B, Bloemer M J, Scalora M Appl. Phys. Lett. **85** 3690 (2004)
115. Ouzounov D G, Hensley C J, Gaeta A L, Venkateraman N, Gallagher M T, Koch K W Opt. Express **13** 6153 (2005)
116. Zheltikova D A, Scalora M, Zheltikov A M, D'Aguanno G, Bloemer M J, Shneider M N, Miles R B Phys. Rev. E **71** 026609 (2005)
117. Konorov S O, Sidorov-Biryukov D A, Bugar I, Chorvat Jr. D, Chorvat D, Serebryannikov E E, Bloemer M J, Scalora M, Miles R B, Zheltikov A M Phys. Rev. A **70** 023807 (2004)
118. Konorov S O, Sidorov-Biryukov D A, Bugar I, Bloemer M J, Beloglazov V I, Skibina N B, Chorvat Jr. D, Chorvat D, Scalora M, Zheltikov A M Appl. Phys. B **78** 547 (2004)
119. Konorov S O, Fedotov A B, Kolevatova O A, Beloglazov V I, Skibina N B, Shcherbakov A V, Wintner E, Zheltikov A M J. Phys. D: Appl. Phys. **36** 1375 (2003)
120. Shephard J D, Jones J D C, Hand D P, Bouwmans G, Knight J C, Russell P S J, Mangan B J Opt. Express **12** 717 (2004)

121. Konorov S O, Fedotov A B, Mitrokhin V P, Beloglazov V I, Skibina N B, Shcherbakov A V, Wintner E, Scalora M, Zheltikov A M *Appl. Opt.* **43** 2251 (2004)
122. Ouzounov D G, Ahmad F R, Muller D, Venkataraman N, Gallagher M T, Thomas M G, Silcox J, Koch K W, Gaeta A L *Science* **301** 1702 (2003)
123. Luan F, Knight J C, Russell P S J, Campbell S, Xiao D, Reid D T, Mangan B J, Williams D P, Roberts P J *Opt. Express* **12** 835 (2004)
124. Konorov S O, Zheltikov A M, Ping Zhou, Tarasevitch A P, von der Linde D *Opt. Lett.* **29** 1521 (2004)
125. Zheltikov A M *Nature Materials* **4** 267 (2005)
126. Zheltikova D A, Zheltikov A M, *Appl. Phys. B.* in press
127. Zheltikov A M (Ed.) "Photonic crystals" Special issue of *Applied Physics B* **81**, nos. 2/3 (2005)
128. Skryabin D V, Luan F, Knight J C, Russell P *St J Science* **301** 1705 (2003)
128. Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **72** 043812 (2005)
129. Zheltikov A M *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2263 2005
130. Konorov S O, Ivanov A A, Alfimov M V, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **81** 219 (2005)
131. Harvey J D, Leonhardt R, Coen S, Wong G K L, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P *St J Opt. Lett.* **28** 2225 (2003)
132. Hu Minglie, Wang C-y, Li Y, Wang Z, Chai L, Kondratev Y N, Sibilica C, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **79** 805 (2004)
133. Dianov E M, Karasik A Y, Mamyshev P V, Prokhorov A M, Serkin V N, Stel'makh M F, Fomichev A A *JETP Lett.* **41** 294 (1985)
134. Mitschke F M, Mollenauer L F *Opt. Lett.* **11** 659 (1986)
135. Wai P A, Chen H H, Lee Y C *Phys. Rev. A* **41** 426 (1990)
136. Akhmediev N, Karlsson M *Phys. Rev. A* **51** 2602 (1995)
137. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 796 (2000)
138. Omenetto F G et al. *Opt. Lett.* **26** 1158 (2001)
139. Omenetto F G et al. *Opt. Express* **11** 61 (2003)
140. Efimov A et al. *Opt. Express* **11** 910 (2003)
141. Efimov A, Taylor A J, Omenetto F G, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P *St J Opt. Express* **11** 2567 (2003)
142. Naumov A N, Fedotov A B, Zheltikov A M, Yakovlev V V, Mel'nikov L A, Beloglazov V I, Skibina N B, Shcherbakov A V *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2183 (2002)

143. Akimov D A, Ivanov A A, Naumov A N, Kolevatova O A, Alfimov M V, Birks T A, Wadsworth W J, Russell P St J, Podshivalov A A, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **76** 515 (2003)
144. Whitham G B *Proc. R. Soc. London* **283** 238 (1965)
145. Беспалов В И, Таланов В И, *Письма ЖЭТФ* **3** 471 (1966)
146. Tainuti T, Washimi H *Phys. Rev. Lett.* **21** 209 (1968)
147. Salasnich L, Parola A, Reatto L *Phys. Rev. Lett.* **91** 080405 (2003)
148. Malendevich R, Jankovic L, Stegeman G I, Aitchison J S *Opt. Lett.* **26** 1879 (2001)
149. Tai K, Hasegawa A, Tomita A *Phys. Rev. Lett.* **56** 135 (1986)
150. Sharping J E, Fiorentino M, Kumar P, Windeler R S *Opt. Lett.* **27** 1675 (2002)
151. Fedotov A B, Konorov S O, Serebryannikov E E, Sidorov-Biryukov D A, Mitrokhin V P, Dukel'skii K V, Khokhlov A V, Shevandin V S, Kondrat'ev Yu N, Scalora M, Zheltikov A M *Opt. Commun.* doi:10.1016/j.optcom.2005.06.063.
152. Serebryannikov E E, Konorov S O, Ivanov A A, Alfimov M V, Scalora M, Zheltikov A M *Phys. Rev. E* **72** 027601 (2005)
153. Agrawal G P *Phys. Rev. Lett.* **59** 880 (1987)
154. Monro T M, Richardson D J, Broderick N G R, Bennet P J J. *Lightwave Tech.* **18** 50 (2000)
155. Иванов А А, Алфимов М В, Желтиков А М *Успехи физических наук* **174** 743 (2004)
156. Liu X, Xu C, Knox W H, Chandalia J K, Eggleton B J, Kosinski S G, Windeler R S *Opt. Lett.* **26** 358 (2001)
157. Serebryannikov E E, Zheltikov A M, Ishii N, Teisset C Y, Köhler S, Fuji T, Metzger T, Krausz F, Baltuška A *Appl. Phys. B* **81** 585 (2005)
158. Serebryannikov E E, Zheltikov A M, Ishii N, Teisset C Y, Köhler S, Fuji T, Metzger T, Krausz F, Baltuška A *Phys. Rev. E* **72** 056603 (2005)
159. Teisset C Y, Ishii N, Fuji T, Metzger T, Köhler S, Holzwarth R, Baltuška A, Zheltikov A M, Krausz F *Opt. Express* **13** 6550 (2005)
160. Gordon J P *Opt. Lett.* **11** 662 (1986)
161. Серебрянников Е Е, Минглие Ху, Янфенг Ли, Чинг-ю Ванг, Жуан Ванг, Лю Чай, Желтиков А М *Письма ЖЭТФ* **81** 605 (2005)
162. Stolen R H, Gordon J P, Tomlinson W H, Haus H A J. *Opt. Soc. Am. B* **6** 1159 (1989)
163. Serebryannikov E E, Zheltikov A M, submitted

164. Serebryannikov E E, Zheltikov A M, Köhler S, Ishii N, Teisset C Y, Fuji T, Krausz F, Baltuška A, submitted
165. Mamyshev P V, Chernikov S V *Opt. Lett.* **15** 1076 (1990)
166. Kibler B, Dudley J M, Coen S *Appl. Phys. B* **81** 337 (2005)
167. Santhanama J, Agrawal G P *Opt. Commun.* **222** 413 (2003)
168. Herrmann J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901 (2002)
169. Biancalana F, Skryabin D V, Yulin A V *Phys. Rev. E* **70** 016615 (2004)
170. Friberg S R, Smith P W *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 2089 (1987)
171. Petropoulos P et al. *Opt. Express* **11** 3568 (2003)
172. Kumar V R K et al. *Opt. Express* **10** 1520-1525
173. Hundertmark H et al. *Opt. Express* **11** 3196 (2003)
174. Okuno T et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5** 1385 (1999)
175. Nicholson J et al. *Opt. Lett.* **28** 643 (2003)
176. Kumar A K et al. *Opt. Express* **11** 2641
177. Slusher R et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 1146 (2004)
178. Thielen P et al. *Opt. Lett.* **28** 1406 (2003)
179. Monro T M, West Y D, Hewak D W, Broderick N G R, Richardson D J *Electron. Lett.* **36** 1998 (2000)
180. Konorov S, Ivanov A, Ivanov D, Alfimov M, Zheltikov A *Opt. Express* **13** 5682 (2005)
181. Stegeman R, Jankovic L, Kim H, Rivero C, Stegeman G, Richardson K, Delfyett P, Guo Y, Schulte A, Cardinal T *Opt. Lett.* **28** 1126 (2003)
182. Stegeman R, Rivero C, Stegeman G, Delfyett Jr. P, Richardson K, Jankovic L, Kim H *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1861 (2005)
183. Serebryannikov E E, Rivero C, Stegeman R, Zheltikov A M, submitted
184. Reichert J, Holzwarth R, Udem Th, Hänsch T W *Opt. Commun* **172** 59 (1999)
185. Udem Th, Reichert J, Holzwarth R, Hänsch T W, *Opt. Lett.* **24** 881 (1999)
186. Udem Th, Reichert J, Holzwarth R, Hänsch T W, *Phys. Rev. Lett.* **82** 3568 (1999)
187. Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W, *Phys. Rev. Lett.* **40** 847 (1978)
188. Baklanov Ye V, Chebotayev V P, *Appl. Phys.* **12** 97 (1977)
189. Birks T A, Wadsworth W J, Russell P St J *Opt. Lett.* **25** 1415 (2000)
190. Bagayev S N, Dmitriyev A K, Chepurov S V, Dychkov A S, Klementyev V M, Kolker D B, Kuznetsov S A, Matyugin Yu A, Okhapkin 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)
191. Apolonski A, Poppe A, Tempea G, Spielmann C, Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W, Krausz F *Phys. Rev. Lett.* **85** 740 (2000)
192. Telle H R, Steinmeyer G, Dunlop A E, Sutter D H, Keller U *Appl. Phys. B* **69** 327 (1999)
193. Paulus G G *et al.* *Nature* **414** 182 (2001)
194. Drescher M. *et al.* *Science* **291** 1923 (2001)
195. Baltuska A, Udem T, Uiberacker M, Hentschel M, Goulielmakis E, Gohle C, Holzwarth R, Yakovlev V S, Scrinzi A, Hänsch T W, Krausz F *Nature* **421** 611 (2003)
196. Ахманов С А, Коротеев Н И *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света* (Наука, Москва, 1981)
197. Eesley G L *Coherent Raman Spectroscopy* (Pergamon, Oxford, 1981)
198. Желтиков А М, Коротеев Н И *УФН* **169** 385 (1999)
199. Zumbusch A, Holtom G R, Sunney Xie X *Phys. Rev. Lett.* **82** 4142 (1999)
200. Akimov D A, Konorov S O, Sidorov-Biryukov D A, Naumov A N, Fedotov A B, Zheltikov A M *Proc. SPIE* **4749** 101 (2002)
201. Kiefer W (Ed.) “*Femtosecond Coherent Raman Spectroscopy*” Special Issue of the *Journal of Raman Spectroscopy* **31** nos. 1/2 (2000)
202. Dudovich N, Oron D, Silberberg Y *Nature* **418** 512 (2002)
203. von der Linde D, Lauberau A, Kaiser W *Phys. Rev. Lett.* **26** 954 (1971)
204. Radi P, Zheltikov A M (Eds.) “*Nonlinear Raman Spectroscopy*” Special Issue of the *Journal of Raman Spectroscopy*, **33** nos. 11/12 (2002)
205. Radi P, Zheltikov A M (Eds.) “*Nonlinear Raman Spectroscopy*” Special Issue of the *Journal of Raman Spectroscopy*, **34** nos. 11/12 (2003)
206. Konorov S O, Akimov D A, Ivanov A A, Alfimov M V, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **78** 565 (2004)
207. Naumov A N, Zheltikov A M *J. Raman Spectrosc.* **32** 960 (2001)
208. Naumov A N, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **77** 369 (2003)
209. Linden S, Kuhl J, Giessen H *Opt. Lett.* **24** 569 (1999)
210. Gu X *et al.* *Opt. Lett.* **27** 1174 (2002)
211. Trebino R *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Boston: Kluwer Academic Publishers, 2002)
212. Kovalenko S A *et al.* *Phys. Rev. A* **59** 2369 (1999)

213. Lang T, Motzkus M J. Opt. Soc. Am. B **19** 340 (2002)
214. Ivanov A A, Akimov D A, Mezentsev P V, Plekhanov A I, Alfimov M V, Zheltikov A M Proc. SPIE, in press
215. Kobayashi T (Ed.) J-aggregates (Singapore: World Scientific, 1996)
216. Spano F C, Mukamel S Phys. Rev. A **40** 5783 (1989)
217. Knoester J Phys. Rev. A **47** 2083 (1993)
218. Bakalis L D, Knoester J J. Luminescence 87-89 66 (2000)
219. Bakalis L D, Knoester J J. Luminescence 83-84 115 (1999)
220. Ivanov A A, Linik Ya M, Akimov D A, Alfimov M V, Siebert T, Kiefer W, Zheltikov A M Chem. Phys. Lett. **418** 19 (2005)
221. Akimov D A, Siebert T, Kiefer W, Zheltikov A M, Appl. Phys. B.