

Ускорение солитонного сдвига частоты в режиме предельно коротких световых импульсов

Е. Е. Серебрянников, Минглие Ху¹⁾⁺, Янфенг Ли¹⁾⁺, Чинг-ю Ванг¹⁾⁺, Жуан Ванг¹⁾⁺, Лю Чай¹⁾⁺,
А. М. Желтиков²⁾

Физический факультет, Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899 Москва, Россия

⁺ *Ultrafast Laser Lab, School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering, Key Laboratory of Optoelectronic Information
Technical Science, Tianjin University, 300072 Tianjin, P.R. China*

Поступила в редакцию 8 апреля 2005 г.

Исследуются особенности солитонного сдвига частоты в микроструктурированном волокне в режиме, когда начальная длительность лазерного импульса существенно меньше периода колебаний комбинационной моды нелинейного материала. Характерный сдвиг частоты для субнаноджоулевых 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. Уменьшение начальной длительности импульса позволяет достичь существенного увеличения скорости солитонного сдвига частоты.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

В нестационарных режимах спектральных преобразований сверхкоротких лазерных импульсов в средах с запаздывающей оптической нелинейностью возникает явление низкочастотного сдвига центральной частоты спектра излучения [1, 2]. Для комбинационно-активных сред этот эффект наглядно интерпретируется в спектральном представлении [3] как усиление низкочастотной части спектра сверхкороткого импульса за счет его высокочастотного крыла в результате вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света. Как следствие, несущая частота сверхкоротких оптических импульсов, распространяющихся в комбинационно-активных средах в форме солитонов, плавно уменьшается. Это явление, получившее название солитонного сдвига частоты (ССЧ), позволяет создавать волоконно-оптические элементы для перестройки частоты сверхкоротких лазерных импульсов.

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 [4] к следующей сильной зависимости скорости сдвига центральной частоты солитона ν_0 с расстоянием z от длительности солитона τ_0 : $d\nu_0/dz \propto \tau_0^{-4}$. Отклоне-

ние $R(\nu)$ 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 τ_0 , меньшей периода колебаний комбинационной моды τ_R (для плавленого кварца $\tau_R \approx 80$ фс [3, 5]). Экспериментальное исследование явления ССЧ в режиме $\tau_0 \ll \tau_R$ показывает [6], что при определенных профилях спектральной фазы для импульсов с начальной длительностью $\tau_0 \approx 6$ фс удается достичь спектрального сдвига, превышающего 180 ТГц. Для обеспечения высокой эффективности ввода энергии лазерного излучения в сдвигаемый по частоте солитон используется [6] специальный профиль дисперсии, формируемый за счет микроструктурирования оптического волокна [7–9]. О наблюдении явления ССЧ в микроструктурированном (МС) волокне сообщалось в работе [10]. Высокая степень концентрации лазерного излучения в сердцевине МС волокна, обеспечиваемая большим контрастом показателей преломления между кварцевой сердцевиной и МС оболочкой, приводит к увеличению коэффициента оптической нелинейности и, как следствие, к уменьшению энергии лазерного излучения и длины волокна, необходимых для формирования солитона [6, 10–14].

В настоящей работе исследуются особенности явления солитонного сдвига частоты субнаноджоулевых сверхкоротких лазерных импульсов в микро-

¹⁾Min-Lie Hu, Ching-yue Wang, Yan-Feng Li, Zhuan Wang, and Lu Chai.

²⁾e-mail: zheltikov@phys.msu.ru

структурированных волокнах в режиме $\tau_0 < \tau_R$. Представленные ниже результаты экспериментов показывают, что уменьшение начальной длительности импульса позволяет достичь существенного увеличения скорости солитонного сдвига частоты. Характерный сдвиг частоты для субнаноджоулевых 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 динамики солитона в МС волокне нами численно решалось обобщенное нелинейное уравнение Шредингера [3]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \sum_{k=2}^6 \frac{(i)^k}{k!} \beta^{(k)} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k} + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0}\right) A(\tau, z) \Psi(z, \tau), \quad (1)$$

где A – огибающая импульса, $\beta^{(k)} = \partial^k \beta / \partial \omega^k$ – коэффициенты разложения постоянной распространения β волноводной моды в ряд Тейлора, ω_0 – несущая частота, τ – время в сопровождающей системе координат, $\gamma = n_2 \omega_0 / c S_{\text{эфф}}$ – коэффициент нелинейности, n_2 – коэффициент, определяющий керровскую добавку к показателю преломления,

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

– эффективная площадь волноводной моды, $F(x, y)$ – поперечный профиль поля в волноводной моде,

$$\Psi(z, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} R(t) |A(z, \tau - \eta)|^2 d\eta, \quad (3)$$

$R(t)$ – запаздывающий нелинейный отклик. Для плавного кварца $n_2 \approx 3.2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт, и имеется следующая модель рамановского отклика [3, 5]:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R \Theta(t) \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (4)$$

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 плавного кварца.

Для расчета $\beta^{(k)}$ нами численно решались уравнения Максвелла для поперечных составляющих электрического и магнитных полей с использованием метода разложения по полиномам Эрмита–Гаусса [15].

Решение производилось для МС волокна с диаметром сердцевины, равным 1.6 мкм, и структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис.1. Найденные с помощью данной численной процедуры по-

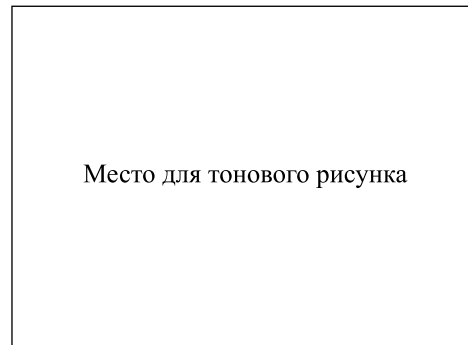


Рис.1. Зависимость дисперсии групповой скорости (штриховая линия) и коэффициента $\beta^{(2)}$ (сплошная линия) от длины волны излучения для основной моды МС волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке

стоянные распространения β 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 ω_0 , соответствующей длине волны 800 нм, достигалась при использовании следующего набора коэффициентов разложения: $\beta^{(2)} \approx -0.0293$ пс²/м, $\beta^{(3)} \approx 9.316 \cdot 10^{-5}$ пс³/м, $\beta^{(4)} \approx -9.666 \cdot 10^{-8}$ пс⁴/м, $\beta^{(5)} \approx 1.63 \cdot 10^{-10}$ пс⁵/м, $\beta^{(6)} \approx -3.07 \cdot 10^{-13}$ пс⁶/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.1. Нуль дисперсии групповой скорости, как видно из графиков, достигается на длине волны $\lambda_z \approx 690$ нм.

На рис.2 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

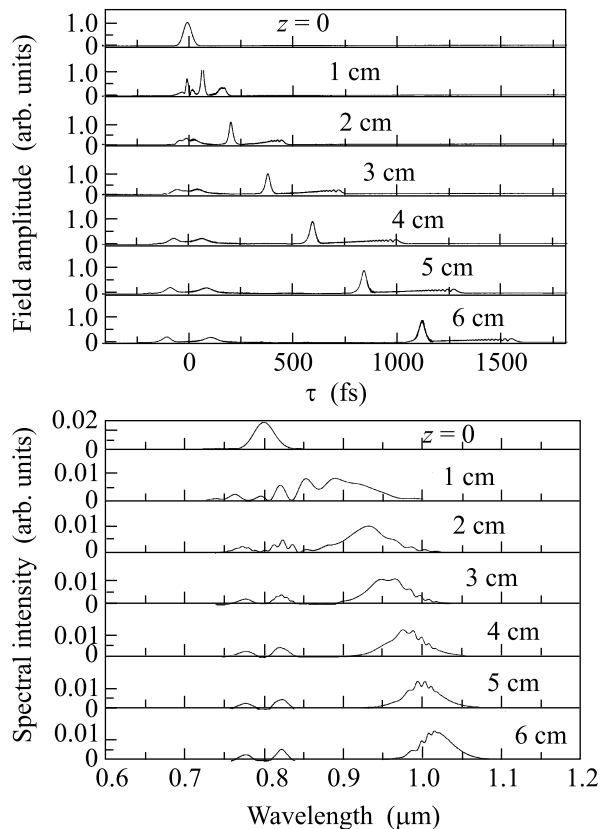


Рис.2. Эволюция (а) временной огибающей и (б) спектра интенсивности лазерного импульса с начальной длительностью 30 фс и энергией 0.3 нДж в МС волокне

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.2а) и по спектру (рис.2б) 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 [4]. Для наглядного физического объяснения этого эффекта рассмотрим подробнее свойства функции $\Psi(z, \tau)$, ответственной за возникновение длинноволнового сдвига в уравнении эволюции сверхкороткого импульса (1). Как видно из выражения (3), функция $\Psi(z, \tau)$ представляет собой свертку времен-

ной огибающей интенсивности поля и функции $R(t)$, описывающей запаздывающий (рамановский) отклик нелинейного материала. Рамановский отклик $R(t)$ плавленого кварца с хорошей точностью аппроксимируется (выражение (4)) 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 $\Psi(z, \tau)$, как следует из выражения (3), практически совпадает с временной огибающей интенсивности светового поля (см. рис.3а). Влияние запазды-

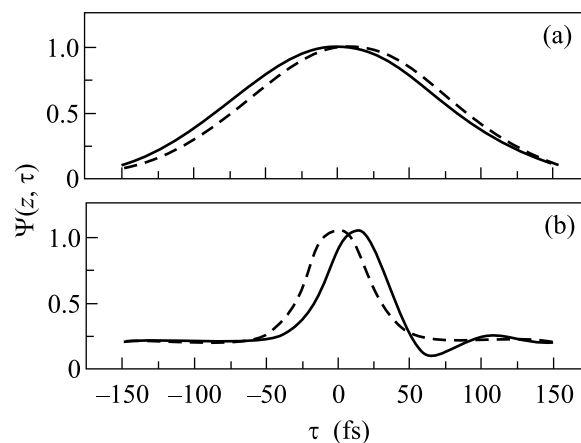


Рис.3. Функция $\Psi(z, \tau)$, представляющая собой свертку временной огибающей интенсивности поля и функции $R(t)$, описывающей запаздывающий (рамановский) отклик нелинейного материала, для светового импульса длительностью (а) 100 фс, (б) 30 фс

вания 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 $\Psi(z, \tau)$, как видно из результатов расчетов, представленных на рис.3б, может существенно отличаться от временной огибающей интенсивности светового импульса. Отклонение $\Psi(z, \tau)$ от временного профиля интенсивности, как показывает сравнение результатов расчетов для импульсов с длительностью 100 и 30 фс (рис.3а и б, соответственно), 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 (SESAM), накачка которого осуществлялась излучением аргонного лазера. С помощью стандартных микробиолин лазерное излучение фокусировалось на входной торце МС волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке к рис.1. 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 выбирались 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.2) 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 [9, 16].

На длине волокна порядка нескольких сантиметров наблюдается формирование изолированных спектральных компонент, сдвинутых в низкочастотную область относительно спектра входного импульса (рис.4). Для импульсов с начальной длительностью

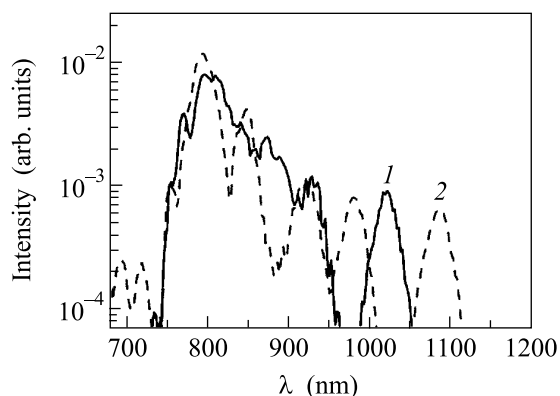


Рис.4. Спектр излучения титан-сапфирового лазера на выходе МС волокна длиной 7 см. Начальная длительность импульса – 30 фс. Начальная энергия импульса – (1) 340 пДж, (2) 540 пДж

30 фс в спектре излучения, регистрируемом на выходе МС волокна длиной 7 см, наблюдается изолированная спектральная компонента с центральной дли-

ной волны около 1090 нм (линия 2 на рис.4). 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 (ср. линия 1 и 2 на рис.4).

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.

Авторы выражают признательность Ю. Н. Кондратьеву, В. С. Шевандину, К. В. Дукельскому и А. В. Хохлову за изготовление образцов МС волокон. Работа выполнена при поддержке гранта # МД-42.2003.02 Президента Российской Федерации, грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 03-02-16929, # 03-02-20002-БНТС, # 04-02-39002-ГФЕН2004 и # 04-02-81036-Бел2004, грантов ИИТАС # 03-51-5037 и # 03-51-5288, а также грантов Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект RP2-2558), National Key Basic Research Special Foundation (проект # 2003CB314904), National Nature Science Foundation of China (проект # 60278003), National High Technology Programme of China (проект # 2003AA311010).

1. Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, П. В. Мамышев и др., Письма в ЖЭТФ **41**, 294 (1985).
2. F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, Opt. Lett. **11**, 659 (1986).
3. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, San Diego, 2001.
4. J. P. Gordon, Opt. Lett. **11**, 662 (1986).
5. K. J. Blow and D. Wood, IEEE J. Quantum Electron. **25**, 2665 (1989).
6. C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji et al., Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO2005), Baltimore, ML, 2005.

7. P. St. J. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
8. J. C. Knight, *Nature* **424**, 847 (2003).
9. А. М. Желтиков, *Оптика микроструктурированных волокон*, М.: Наука, 2004.
10. X. Liu, C. Xu, W. H. Knox et al., *Opt. Lett.* **26**, 358 (2001).
11. I. G. Corrmack, D. T. Reid, W. J. Wadsworth et al., *Electron. Lett.* **38**, 167 (2002).
12. D. T. Reid, I. G. Corrmack, W. J. Wadsworth et al., *J. Modern Opt.* **49**, 757 (2002).
13. F. G. Omenetto, A. J. Taylor, M. D. Moores et al., *Opt. Lett.* **26**, 1158 (2001).
14. B. R. Washburn, S. E. Ralph, P. A. Lacourt et al., *Electron. Lett.* **37**, 1510 (2001).
15. T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennet, *J. Lightwave Tech.* **18**, 50 (2000).
16. W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B19**, 2148 (2002).